

**TESIS CARRERA DE LICENCIATURA EN CIENCIAS  
FÍSICAS**

**DETERMINACIÓN DE LA ESCALA DE ENERGÍA  
DEL OBSERVATORIO PIERRE AUGER  
CON DETECTORES DE CENTELLEO**

**Flavia Gesualdi**  
**Licenciando**

**Xavier Bertou**  
Director

**Miembros del Jurado**  
Dr. Ingomar Allekotte (CNEA, Centro Atómico Bariloche)

Diciembre de 2017

Física de Partículas y Campos – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro  
Universidad Nacional de Cuyo  
Comisión Nacional de Energía Atómica  
Argentina



A mi mamá, mi papá y mi hermano





# Índice de símbolos

ADC <sub>p</sub>	Unidad de voltaje al nivel del conversor FADC
ADC <sub>q</sub>	Unidad de carga al nivel del conversor FADC
CDAS	Sistema central de adquisición de datos
FADC	Conversor analógico digital tipo Flash
FRED	Crecimiento rápido y decaimiento exponencial
FWHM	Ancho total a mitad de altura
LDF	Función de distribución lateral
MIP	Partícula mínimamente ionizante o unidad de señal del detector de centelleo (la carga depositada por una partícula ionizante mínima)
NKG	Función de distribución lateral de Nishimura-Kamata-Greisen
SSD	Detector de superficie de centelleo
UB	Electrónica de las estaciones WCD estándar
UUB	Electrónica de las estaciones del Upgrade del Observatorio
VEM	Unidad de señal del detector Cherenkov (la carga depositada por un muon equivalente vertical)
WCD	Detector de agua por efecto Cherenkov



# Índice de contenidos

<b>Índice de símbolos</b>	<b>v</b>
<b>Índice de contenidos</b>	<b>vii</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>ix</b>
<b>Resumen</b>	<b>xiii</b>
<b>Abstract</b>	<b>xv</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Rayos cósmicos . . . . .	1
1.2. Espectro de energía de los rayos cósmicos . . . . .	2
1.3. Lluvias atmosféricas . . . . .	3
1.4. Componentes de una lluvia atmosférica . . . . .	5
<b>2. El Observatorio Pierre Auger</b>	<b>7</b>
2.1. Emplazamiento y generalidades . . . . .	7
2.2. Detección híbrida . . . . .	9
2.2.1. Detectores de fluorescencia (FD) . . . . .	9
2.2.2. Detectores de agua por efecto Cherenkov (WCD) . . . . .	10
2.2.3. Detectores de centelleo (SSD) . . . . .	12
2.3. Fotomultiplicador . . . . .	13
2.4. Trazas . . . . .	14
2.5. Condiciones de disparo y sistema central de adquisición de datos (CDAS) . . . . .	16
2.6. Histogramas de calibración . . . . .	17
<b>3. Procesamiento de datos de los nuevos detectores del Observatorio</b>	<b>21</b>
3.1. Introducción . . . . .	21
3.2. Estudio de la línea de base . . . . .	21
3.2.1. Motivación . . . . .	21
3.2.2. Extracción de la línea de base desde la traza . . . . .	23

3.2.3.	Efecto del ruido de baja frecuencia en los histogramas de carga . . .	25
3.2.4.	Caracterización del ruido . . . . .	26
3.3.	Determinación de la señal en VEM o MIP . . . . .	26
3.3.1.	Unidades de la señal . . . . .	26
3.3.2.	Determinación de la señal en ADCq . . . . .	27
3.3.3.	Determinación de la señal en VEM o MIP . . . . .	31
3.4.	Conclusiones . . . . .	34
<b>4.</b>	<b>Decrecimiento Forbush</b>	<b>35</b>
4.1.	Introducción . . . . .	35
4.2.	Análisis de un histograma de carga SSD . . . . .	36
4.3.	Cálculo de una tasa de conteo . . . . .	38
4.4.	Corrección barométrica de la tasa de conteo . . . . .	40
4.5.	Dependencia de la tasa de conteo con los WCD . . . . .	41
4.6.	Decrecimiento Forbush . . . . .	43
4.7.	Conclusiones . . . . .	45
<b>5.</b>	<b>Determinación de una escala de energía basada en la Universalidad</b>	<b>47</b>
5.1.	Motivación y objetivo . . . . .	47
5.2.	Algoritmos y modelos . . . . .	48
5.2.1.	La selección oficial y la reconstrucción CDAS . . . . .	48
5.2.2.	Función de distribución lateral . . . . .	49
5.2.3.	Modelo de la Universalidad . . . . .	51
5.3.	Análisis de datos . . . . .	53
5.3.1.	Selección de los datos . . . . .	53
5.3.2.	Comparación de la señal medida con la predicha . . . . .	53
5.3.3.	Efecto de un cambio en energía o de número de muones . . . . .	54
5.3.4.	Elección de un estimador . . . . .	56
5.3.5.	Estimación de incertezas . . . . .	57
5.3.6.	Resultados . . . . .	58
5.4.	Otras fuentes de errores sistemáticos . . . . .	60
5.5.	Conclusiones . . . . .	61
<b>6.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>63</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>67</b>
	<b>Agradecimientos</b>	<b>69</b>

# Índice de figuras

1.1. Viaje en globo de Victor Hess . . . . .	2
1.2. Espectro de energía de los rayos cósmicos . . . . .	3
1.3. Componentes de una cascada . . . . .	5
2.1. Mapa de la distribución de los detectores de Auger . . . . .	8
2.2. Esquema de un telescopio de fluorescencia . . . . .	10
2.3. Esquema de un detector de agua por efecto Cherenkov (WCD) . . . . .	11
2.4. (a) Foto de una estación prototipo del Upgrade. (b) Esquema de un detector de centelleo (SSD) . . . . .	12
2.5. Esquema de un fototubo (PMT) . . . . .	13
2.6. (a) Trazas de una estación estándar (WCD). (b) Trazas de una estación prototipo (WCD y SSD) . . . . .	15
2.7. Histograma de línea de base . . . . .	17
2.8. (a) Histograma de carga de un WCD. (b) Histograma de carga de un SSD . . . . .	18
3.1. Comparación de los anchos a mitad del máximo de la distribución a baja señal de un histograma de carga SSD y de un histograma de línea de base . . . . .	22
3.2. Evolución temporal del valor medio de la línea de base estimado dentro de la traza y a partir del histograma de línea de base . . . . .	23
3.3. Histogramas de línea de base usuales y los calculados dentro de la traza, para dos eventos . . . . .	24
3.4. Trazas de dos eventos y, superpuestos, los valores medios de línea de base usuales y los calculados a partir de la traza . . . . .	25
3.5. Correlación del ruido entre fototubos de una misma estación prototipo, y entre fototubos de estaciones distintas . . . . .	27
3.6. Elección del criterio de corte en el número de “bines altos” consecutivos para la eliminación de falsos altos . . . . .	29
3.7. (a) Elección del límite superior de integración máximo. (b) Traza patológica donde la línea de base aumenta en la misma traza. (c) Traza patológica donde hay un “after-pulse” . . . . .	30
3.8. Traza y estimación de la línea de base en la región de integración . . . . .	31

3.9. Distribución del máximo error cometido en el cálculo de la carga . . . . .	31
3.10. Corrección del offset de los histogramas de carga SSD . . . . .	33
4.1. Histograma de carga SSD, señalando la integración a partir del MIP para el cálculo de la tasa de conteo . . . . .	39
4.2. Histogramas de carga SSD normalizados al MIP, con distintos niveles de ruido en la línea de base . . . . .	39
4.3. Evolución temporal de la tasa de conteo y de la presión . . . . .	41
4.4. Corrección barométrica de la tasa de conteo . . . . .	42
4.5. Evolución temporal de la tasa de conteo corregida para dos estaciones . . .	42
4.6. Evolución temporal de las tensiones umbral de los fototubos del WCD . . .	43
4.7. Tasa de conteo (SSD) en función del promedio de las tensiones umbral (WCD)	44
4.8. Imagen de la fulguración solar que produjo el decrecimiento Forbush estudiado	44
4.9. Observación del decrecimiento Forbush en la tasa de conteo corregida de un SSD . . . . .	45
4.10. (a) Comparación con el decrecimiento Forbush observado con el Auger Sca- ler. (b) Comparación con el observado por Newark (monitor de neutrones) .	46
5.1. Calibración de la escala de energía de la función de distribución lateral NKG para su utilización en la reconstrucción de eventos de baja energía . . . . .	51
5.2. Valor medio de la profundidad atmosférica del máximo en función de la energía y, superpuesto, el ajuste de una función lineal a trozos con un punto de inflexión variable . . . . .	53
5.3. Histograma de la energía de los eventos seleccionados para el análisis de datos	54
5.4. Gráficos de las señales medidas en función de las predichas para las estacio- nes (a) WCD UB, (b) WCD UUB y (c) SSD (UUB) . . . . .	55
5.5. (a) Cambio de la forma del perfil con la energía. (b) Cambio de la forma del perfil con el número de muones . . . . .	56
5.6. Gráfico del valor del estimador en función de la corrección en energía y de la corrección en número de muones, para los WCD UB . . . . .	57
5.7. (a) Gráfico del valor del estimador en función de la corrección en energía y de la corrección en número de muones, para los WCD UUB. (b) Superposición con el gráfico de los WCD UB . . . . .	59
5.8. (a) Gráfico del valor del estimador en función de la corrección en energía y de la corrección en número de muones, para los SSD UUB. (b) Superposición con el gráfico de los WCD UB . . . . .	59
5.9. Gráfico del valor del estimador total en función de la corrección en energía y de la corrección en número de muones. El estimador total es mínimo cuando es óptimo el acuerdo entre señales medidas y predichas de las estaciones WCD UB y SSD UUB en simultáneo . . . . .	60

---

5.10. (a) Gráfico del valor del estimador en función de la corrección en energía y de la corrección en número de muones, para los SSD UUB, con y sin una disminución del 4 % en las señales predichas (b) Superposición con el gráfico de los WCD UB . . . . .	61
5.11. Gráfico del valor del estimador total, calculado a partir de señales predichas en los SSD un 4 % más pequeñas, en función de la corrección en energía y de la corrección en número de muones . . . . .	62
6.1. Gráfico del valor del estimador total en función de la corrección en energía y de la corrección en número de muones. El estimador total es mínimo cuando es óptimo el acuerdo entre señales medidas y predichas de las estaciones WCD UB y SSD UUB en simultáneo . . . . .	66





# Resumen

El Observatorio Pierre Auger es el más grande sistema de detección de rayos cósmicos de la actualidad. Su diseño híbrido consta de telescopios de fluorescencia y detectores Cherenkov (WCD). Existen también algunas estaciones prototipo del Upgrade del Observatorio que incorporan detectores de centelleo (SSD) sobre los WCD. En este trabajo se llevó a cabo un análisis completo de las señales de las estaciones prototipo. Así se demostró su utilidad en el estudio de fondos de radiación y en la determinación de una escala de energía.

Calibrando las estaciones prototipo, se encontró un ruido de baja frecuencia en la electrónica UUB. Se analizó exhaustivamente su efecto en los histogramas de calibración. Además, se corrigió un desplazamiento hacia señales positivas de los histogramas de carga. Se desarrolló un algoritmo para el cálculo de las señales, delimitando la región de integración y definiendo una línea de base variable dentro de cada traza.

Se estudió la tasa de conteo de muones y electrones que se calculó a partir de los histogramas de carga de los SSD; fue necesaria una corrección barométrica. La tasa corregida mostró depender de las tensiones umbral de los fototubos del WCD debido a que el SSD trabaja en modo esclavo. De todas maneras, se observó la variación de la tasa corregida debido a un decrecimiento Forbush, validando la calibración de los SSD y mostrando su utilidad para análisis de física solar.

Utilizando las mediciones a bajas energías de los WCD estándar y de los SSD prototipo, y con un método basado en el modelo de la Universalidad, se determinó una escala de energía del Observatorio y una corrección al número de muones de la Universalidad. Primero se reconstruyeron los eventos utilizando las señales de los WCD. Con los parámetros de la reconstrucción, se predijo la señal en todos los detectores a través del modelo de la Universalidad. Se aplicaron posibles factores correctivos en energía y número de muones, cambiando las señales predichas. Se construyó un estimador que fuese mínimo cuando el acuerdo entre señales medidas y predichas en ambos detectores fuese óptimo simultáneamente. Del análisis se concluyó que la extrapolación a bajas energías del número de muones de la Universalidad debería ser incrementada en  $\approx 17\%$ . La escala de energía de la Universalidad resultó compatible con la determinada por fluorescencia. Los resultados de este trabajo ponen en evidencia la utilidad de los detectores de centelleo en la determinación de la escala de energía del Observatorio Pierre Auger.

**Palabras clave:** RAYOS CÓSMICOS, CALIBRACIÓN, CENTELLEO, ESCALA DE ENERGÍA



# Abstract

The Pierre Auger Observatory is the largest cosmic ray observatory as of today. Its hybrid design consists of a combination of fluorescence telescopes and Cherenkov detectors (WCD). Some prototype stations of the Observatory Upgrade also incorporate scintillation detectors (SSD) on top of the WCD. In this work, a complete analysis of the signals of the prototype stations was performed and applied to the study of radiation backgrounds and to the determination of an energy scale.

When calibrating the prototype stations, a low frequency noise was found in the UUB electronics. Its effect on the calibration histograms was thoroughly analyzed. In addition, a shift to positive signals in the charge histograms was corrected. An algorithm was developed to calculate the signals, delimiting the integration region and defining a variable baseline within each trace.

A muon and electron count rate was calculated from the SSD charge histograms; it was necessary to perform a barometric correction. The corrected count rate showed a dependence on the threshold values of the phototubes of the WCD, due to the SSD working in slave mode. Nevertheless, a Forbush decrease was observed through the variation of the corrected count rate, validating the SSD calibration and showing its utility for solar physics analysis.

Using the measurements at low energies of the standard WCD and the prototype SSD, and with a Universality based method, an energy scale of the Observatory and a correction to the muon number from the Universality were determined. First, the events were reconstructed using the WCD signals. With the parameters of the reconstruction, the Universality predicted signal was calculated for all the detectors. Possible corrective factors in energy and muon number were applied, changing the predicted signals. An estimator was constructed, which was minimum when the best agreement between measured and predicted signals was reached in both detectors simultaneously. From this analysis, it was concluded that the extrapolation to low energies of the muon number of Universality should be increased by  $\approx 17\%$ . The energy scale of the Universality model was found to be compatible with the fluorescence energy scale. This work demonstrates the possibility of using scintillation detectors in the determination of the energy scale of the Pierre Auger Observatory.

**Keywords:** COSMIC RAYS, CALIBRATION, SCINTILLATION, ENERGY SCALE



# Capítulo 1

## Introducción

*“The surface of the Earth is the shore of the cosmic ocean. On this shore, we’ve learned most of what we know. Recently, we’ve waded a little way out, maybe ankle-deep, and the water seems inviting. Some part of our being knows this is where we came from. We long to return, and we can, because the cosmos is also within us. We’re made of star stuff. We are a way for the cosmos to know itself.”*

— Carl Sagan

### 1.1. Rayos cósmicos

El descubrimiento de los rayos cósmicos tuvo lugar a principios del siglo XX. Entonces se desconocía la fuente de radiación ionizante que generaba que los electros copios se descargaran. La hipótesis dominante era que provenían de elementos radiactivos en el suelo. Para poner a prueba esta hipótesis, Victor F. Hess ascendió en globo hasta 5300 m cargando tres electros copios (ver Fig. 1.1), sólo para encontrar que éstos se descargaban cuatro veces más rápido a esa altura, y no más lento. Reobteniendo este resultado durante un eclipse solar, descartó al sol como posible fuente de esta radiación ionizante. En 1912 afirmó: “La mejor explicación para los resultados de mis observaciones se basa en el supuesto de que una radiación de gran poder penetrante entra en nuestra atmósfera desde arriba”[1]. Sin embargo, no se descubrió que la radiación llegaba en forma de cascadas de partículas hasta 1938, cuando P. Auger, R. Maze y T. Grivet-Meyer observaron coincidencias entre contadores separados horizontalmente por 5 m[2].

En la actualidad se conoce que los *rayos cósmicos* o *primarios* son partículas con gran energía, en su mayoría núcleos atómicos (desde protones hasta núcleos de hierro), que se originan fuera del sistema solar y que llegan a la tierra o a sus proximidades.



**Figura 1.1:** Foto del viaje en globo en el que Victor Hess midió niveles de radiación ionizante más altos que en la superficie terrestre, descubriendo los rayos cósmicos. Imagen extraída de [3].

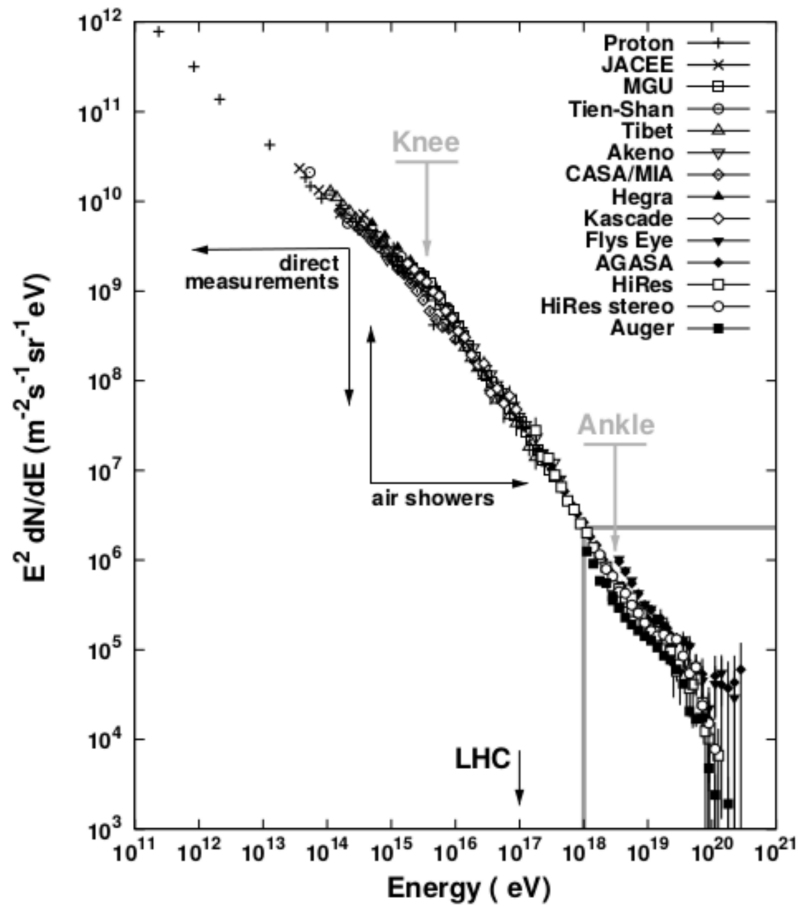
## 1.2. Espectro de energía de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos tienen energías en un rango muy amplio, desde los  $10^6$  eV hasta los  $10^{20}$  eV. Esto se observa en la Fig. 1.2, donde se grafica el flujo de rayos cósmicos (multiplicado por la energía al cuadrado para destacar más la forma) en función de la energía. Es interesante notar que  $10^{20}$  eV  $\cong 16$  J es una energía típicamente macroscópica, por ejemplo, la necesaria para calentar  $4^\circ\text{C}$  un gramo de agua. Semejantes energías en partículas individuales no han sido alcanzadas ni siquiera en el gran colisionador de hadrones LHC (por sus siglas en inglés, Large Hadron Collider).

Este espectro de energía se obtiene como resultado de diversos experimentos capaces de explorar distintos rangos de energía. En la Fig. 1.2 se destacan con distintos tipos de puntos.

El espectro se ajusta a una ley de potencias  $E^{-\alpha}$ . El exponente  $\alpha$  se denomina *índice spectral*, y cambia notablemente poco en los 14 órdenes de magnitud que abarca el espectro. Antes de la *rodilla* (que está a  $10^{15}$  eV) vale  $\alpha = 2,7$ . También vale lo mismo después del *tobillo* (a  $3 \times 10^{18}$  eV) y antes de la supresión (a  $3 \times 10^{19}$  eV). Entre la rodilla y el tobillo, vale  $\alpha = 3,0$  [5]. Cabe agregar que se utiliza esta terminología por el parecido del espectro a una pierna.

Se cree que el quiebre en el tobillo se debe a que los rayos cósmicos de energías menores provienen predominantemente de nuestra galaxia, y los de energías superiores son mayoritariamente extragalácticos. Se sabe que no puede haber rayos cósmicos con energías mayores a  $10^{20}$  eV (i.e., están suprimidos) debido a la pérdida de energía en las interacciones con los fotones del fondo cósmico de radiación. Pese a que estos fotones tienen energías  $10^{23}$  veces menor, su densidad es alta (del orden de  $400\text{ cm}^{-3}$ ). Cuando un rayo cósmico interactúa con uno de estos fotones produce un pión que se lleva una fracción significativa de la energía del



**Figura 1.2:** Gráfico del flujo de rayos cósmicos  $\frac{dN}{dE}$  multiplicado por la energía  $E$  al cuadrado, en función de la energía. La tendencia decreciente se ajusta a una ley de potencias  $E^{-\alpha}$ , con un exponente  $\alpha$  que varía muy poco en los 14 órdenes de magnitud energéticos. Presenta dos puntos de quiebre denominados rodilla (a  $10^{15}$  eV) y tobillo (a  $3 \times 10^{18}$  eV). El espectro tiene su fin en la supresión (a  $3 \times 10^{19}$  eV) debido a que hay una cota superior a la energía de un rayo cósmico determinada por la interacción con el fondo cósmico de radiación. Imagen extraída de [4].

rayo cósmico. Este fenómeno se conoce como efecto GZK por Greisen, Zatsepin y Kuzmin, los científicos que lo teorizaron en 1966.

### 1.3. Lluvias atmosféricas

Como se observa en la Fig. 1.2, el flujo decrece con la energía de los eventos. Por ejemplo, partículas con energías de  $10^{20}$  eV llegan a la tierra a una tasa de una por  $\text{km}^2$  por milenio. Siendo tan bajo el flujo resultaría inviable su detección en la alta atmósfera mediante satélites o globos aerostáticos. En cambio, con arreglos kilométricos de detectores en la superficie terrestre se pueden estudiar con estadística razonable las *lluvias atmosféricas extendidas* (o por sus siglas en inglés, EAS: Extensive Air Showers), que son las cascadas de partículas resultado de la interacción de un primario con la atmósfera.

Cuando un rayo cósmico o primario ingresa a la atmósfera, sufre su primera colisión con un núcleo de alguno de los elementos que la constituyen típicamente a unos 12 km por so-

bre el nivel del mar. En la colisión se generan más partículas, denominadas *secundarios*, de identidad diferente de la del primario. Los secundarios pueden o bien interactuar nuevamente o bien decaer, generando más secundarios en ambos casos. Las interacciones y decaimientos son procesos en competencia, y cuál gana depende de la vida media de la partícula en cuestión, de su energía o “boost” y de la densidad del aire. A medida que la cascada se desarrolla, la energía de una cierta partícula secundaria es una partición cada vez más pequeña de la energía del primario. En algún momento, la energía es suficiente sólo para interactuar con el medio a través de la ionización, decaer o ser absorbidas, y por lo tanto no seguir su trayectoria hasta la superficie. A partir de ese momento el número de secundarios empieza a disminuir.

Luego, para cada lluvia atmosférica existe una altura sobre el nivel del mar donde se alcanza un número máximo de secundarios. La altura de este punto depende del ángulo cenital del primario y de la densidad de la atmósfera en el entorno de donde se desarrolla la cascada. Un parámetro independiente de estos factores es la cantidad de materia atravesada. Esto conduce a la definición de *profundidad atmosférica*  $X(h)$ : es la masa de aire por unidad de área que atravesaría el primario si continuara su trayectoria hasta la superficie terrestre. Se obtiene integrando la densidad atmosférica  $\rho$  desde el infinito hasta la posición  $l$ :

$$X(h) = \int_l^\infty \rho(l') dl', \quad (1.1)$$

donde  $l'$  es la posición sobre la trayectoria.

La profundidad atmosférica a la que se encuentra el número máximo de secundarios se denomina  $X_{\max}$ . Este parámetro caracteriza a cada lluvia atmosférica, y depende fuertemente de la energía y la identidad del rayo cósmico que la produjo. Si el mismo rayo cósmico impactara varias veces en la atmósfera, el valor de  $X_{\max}$  fluctuaría evento a evento por la naturaleza estocástica de las primeras interacciones. Así se podría asociar una distribución de  $X_{\max}$  para un rayo cósmico de identidad y energía definidas, que se caracteriza con su media y desvío. Para un conjunto de rayos cósmicos en un cierto rango estrecho de energías, la distribución de  $X_{\max}$  se podría obtener como la suma pesada de las distribuciones de  $X_{\max}$  asociadas a un primario de identidad definida, donde el peso sería la proporción en la que ese tipo de primario aparece en el rango de energías considerado. No se puede determinar la identidad de un primario evento por evento, pero sí la energía y el  $X_{\max}$ , con los que se puede entonces determinar la distribución de  $X_{\max}$  de un conjunto de rayos cósmicos en un cierto rango de energías. Utilizando modelos de primeras interacciones y siguiendo los pasos lógicos al revés, es posible inferir la *composición* de los rayos cósmicos en función del rango de energías.

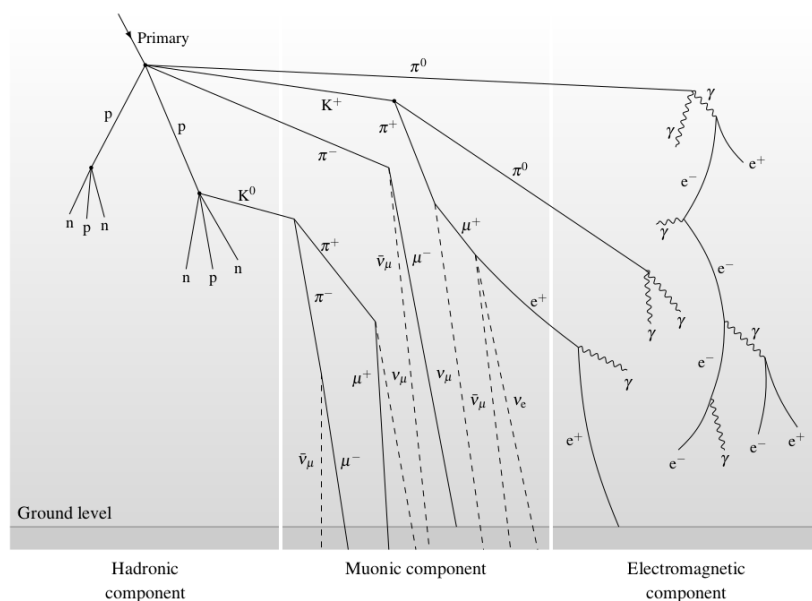


## 1.4. Componentes de una lluvia atmosférica

Es interesante comprender las distintas partículas que constituyen los secundarios de las lluvias atmosféricas extendidas. Típicamente se agrupan en tres componentes:

- La componente hadrónica, conformada por protones y neutrones. En sus interacciones producen mesones como piones neutros  $\pi^0$ , piones cargados  $\pi^+$   $\pi^-$  y kaones. Los mesones alimentan las otras dos componentes.
- La componente electromagnética, en la que hay fotones  $\gamma$ , electrones  $e^-$  y positrones  $e^+$ .
- La componente muónica, integrada por muones  $\mu^-$  y antimuones  $\mu^+$ .

En la Fig. 1.3 se ve una ilustración de una lluvia atmosférica, explicitando las partículas que constituyen cada componente.



**Figura 1.3:** Esquema de una lluvia atmosférica iniciada por un primario de alta energía. Se distinguen las tres componentes de la cascada y las partículas que las integran. La componente electromagnética es la dominante y es la mejor reproducida por las simulaciones. Imagen extraída de [6].

Sea cual fuere el primario, la componente electromagnética es la dominante en cantidad de partículas. Respecto del desarrollo lateral de la cascada, cuanto mayor sea la distancia al eje de la cascada, más domina la componente muónica [5]. Sin embargo, el desarrollo específico de las componentes de una cierta cascada depende de la energía e identidad del primario que lo originó.

La componente electromagnética ha sido profundamente estudiada y es bien reproducida por las simulaciones. En cambio, no se conoce tan bien las componentes muónica y hadrónica.



## Capítulo 2

# El Observatorio Pierre Auger

*“En el andar incesante del tiempo los hombres cambian y se suceden pero la humanidad adelanta siempre y cada generación tiene su deber en esta obra común.”*

— Bernardo A. Houssay

### 2.1. Emplazamiento y generalidades

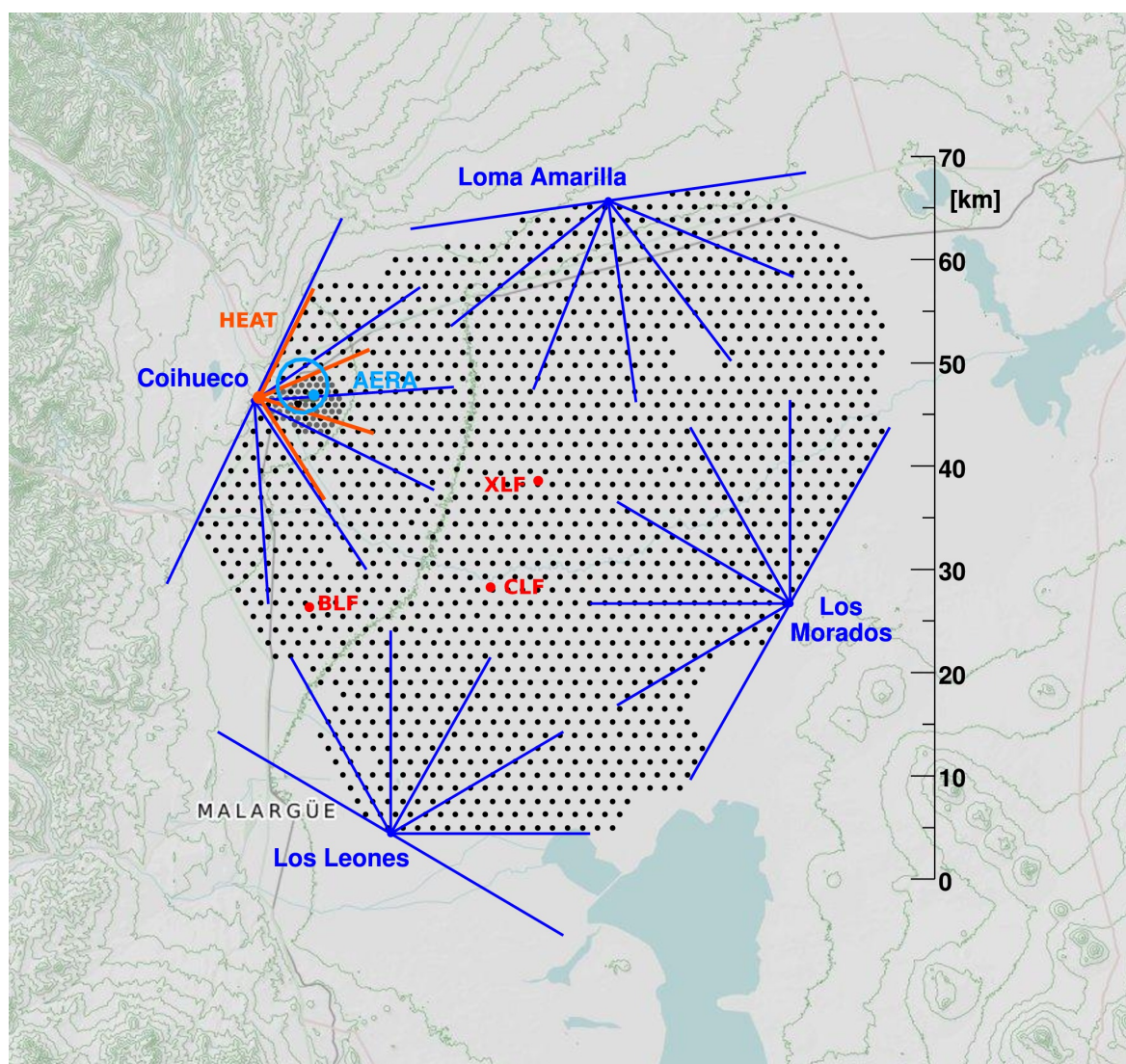
El Observatorio Pierre Auger está emplazado en los departamentos de Malargüe y San Rafael de la provincia de Mendoza, Argentina. Consiste en un arreglo de 1600 detectores de superficie y 24 telescopios de fluorescencia.

Los detectores de superficie son tanques con 12000 l de agua que están distanciados 1.5 km entre sí y están a una altitud promedio de  $\approx 1400$  m por sobre el nivel del mar. El gran área total cubierta de 3000 km<sup>2</sup> determina la estadística: permite registrar más de 1000 eventos por año con energías de  $10^{19}$  eV. La distancia entre detectores determina la energía mínima de una lluvia atmosférica medible, que es del orden de  $10^{18}$  eV. La observación de eventos de energías menores, de hasta  $10^{17}$  eV, es posible gracias a que hay una región del arreglo, denominada Infill, donde la separación entre estaciones es de 750 m. Dentro de esta región se sitúa el AERAlet, donde la separación entre estaciones es de 433 m.

Rodeando al arreglo de detectores de superficie se encuentran los telescopios de fluorescencia, que se agrupan en 4 sitios llamados Coihueco, Loma Amarilla, Los Morados y Los Leones. Complementan a los detectores de superficie sólo durante las noches despejadas sin luna, pudiendo operar un 15 % del tiempo. Tienen un alcance mayor a 30 km para lluvias de  $10^{20}$  eV. Como con los detectores de superficie, la energía mínima de una lluvia atmosférica medible es de  $10^{18}$  eV. Recientemente se pusieron en funcionamiento tres telescopios de fluorescencia adicionales que amplían el rango energético medible hasta los  $10^{17}$  eV. Ésto es gracias a estar montados sobre contenedores que pueden inclinarse hasta 30°, siendo así ca-

paces de cubrir regiones más altas de la atmósfera. Se denominan HEAT, por sus siglas en inglés, High Elevation Auger Telescopes y están instalados en el cerro Coihueco.

En la Fig. 2.1 se muestra la distribución de los detectores de superficie y de los telescopios. Se puede ver que los detectores de eventos de baja energía, tanto de fluorescencia (HEAT) como de superficie (el Infill y el AERAlet), coexisten cerca de Coihueco.



**Figura 2.1:** Distribución de los detectores de superficie (puntos negros) y de los telescopios de fluorescencia (líneas azules) agrupados en cuatro sitios: Loma Amarilla, Los Morados, Los Leones y Coihueco. Cerca de este último se encuentran los sistemas de detección de eventos de bajas energías: HEAT (telescopios de fluorescencia), el Infill y AERAlet (detectores de superficie distribuidos más densamente). El área total abarcada es de  $3000 \text{ km}^2$ . Imagen extraída de [7].

En la actualidad existen algunas estaciones prototipo que tienen un detector de centelleo por encima del típico tanque de agua. Estas estaciones son las precursoras del Upgrade del Observatorio y serán utilizadas en este trabajo.

## 2.2. Detección híbrida

Una de las mayores fortalezas del Observatorio reside en la detección de eventos híbridos. La filosofía detrás es que midiendo el mismo evento con detectores diferentes se pueden determinar los valores de un mismo parámetro, donde cada valor estará sesgado por las incertezas sistemáticas propias de cada método. De la comparación de los valores del parámetro se obtiene un único valor con menor incerteza.

Los eventos híbridos se utilizan para realizar una calibración cruzada, enriqueciendo los resultados que se pueden extraer de los eventos que no son híbridos. Así, los parámetros que se pueden determinar con la medición de sólo un tipo de detector son suficientes para caracterizar completamente al evento.

A continuación se describen los aspectos técnicos de los distintos tipos de detectores, así como sus principios de funcionamiento.

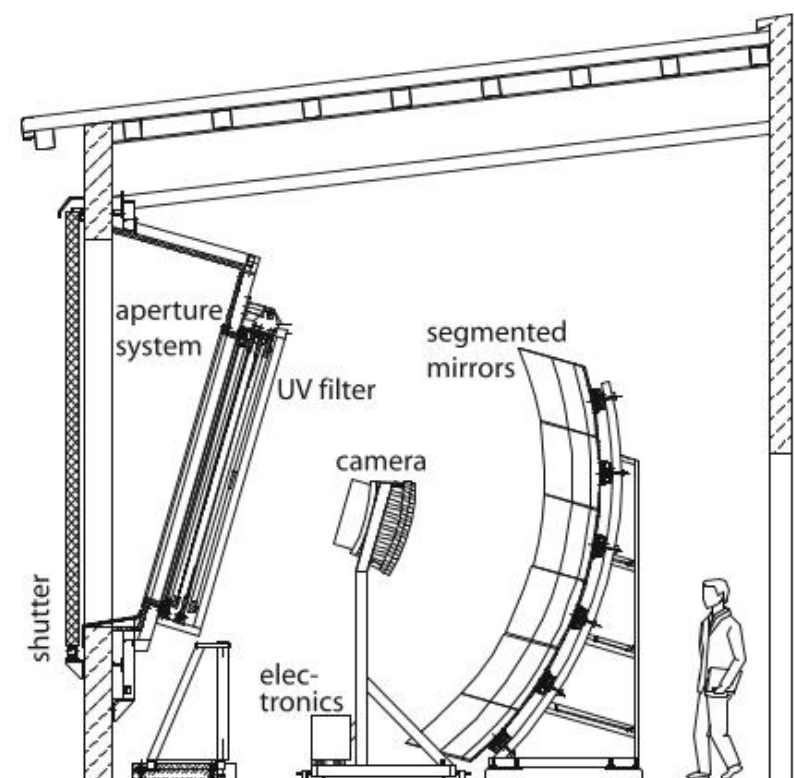
### 2.2.1. Detectores de fluorescencia (FD)

En la Fig. 2.2 se observa un esquema de un telescopio de fluorescencia. Las partes principales de cada telescopio son la ventana óptica, el espejo y la cámara. La ventana consiste en un vidrio que absorbe los fotones del espectro visible y que es transparente a fotones en el ultravioleta cercano, de 290 nm a 410 nm. El espejo es una superficie esférica de  $3.6\text{ m} \times 3.6\text{ m}$  con  $30^\circ \times 30^\circ$  de apertura. La cámara es un arreglo de 440 fotomultiplicadores.

Cuando ocurre una lluvia atmosférica, las partículas secundarias cargadas excitan el nitrógeno de la atmósfera, que se desexcita por fluorescencia, emitiendo radiación en el espectro ultravioleta cercano en el rango de 300 nm a 430 nm. Estos fotones pueden ser detectados por los telescopios de fluorescencia para así estudiar el desarrollo longitudinal de la cascada.

Específicamente, una cascada aparece como una secuencia temporal de píxeles de la cámara (fototubos) que dispararon. Luego de reconstruir la geometría de la cascada, de corregir por factores climáticos y ruido y de la calibración atmosférica y de los fototubos, se puede calcular la tasa de producción de fotones de fluorescencia  $\frac{d\gamma}{dX}$  como función de la profundidad atmosférica  $X$ . Las condiciones atmosféricas (presión, temperatura y humedad) y la longitud de onda de los fotones de fluorescencia considerados determinan el *fluorescence yield*: el número de fotones de fluorescencia producidos  $\gamma$  en función de la energía depositada en el aire  $E$ . Conociendo esta función es posible calcular la tasa de energía depositada  $\frac{dE}{dX}$  como función de la profundidad atmosférica  $X$ . La integral de esta función da por resultado la energía total disipada  $E$  en forma electromagnética, que conforma aproximadamente el 90 % de la energía del primario.

Además de medir la energía  $E$  utilizando a la atmósfera como calorímetro, se tiene una medición directa y muy precisa de la profundidad atmosférica del punto de máximo desa-



**Figura 2.2:** Esquema de un telescopio de fluorescencia. Los secundarios de una lluvia atmosférica excitan al nitrógeno del aire, que se desexcita por fluorescencia. La luz ultravioleta producida atraviesa un filtro de vidrio que es opaco al visible. Luego es reflejada en el espejo, y finalmente llega a la cámara cuyos píxeles son fototubos. Imagen extraída de [8].

rollo de la cascada  $X_{\max}$ . Como se explicó en la sección 1.3, este parámetro caracteriza una lluvia atmosférica y es un buen indicador de composición del primario [9].

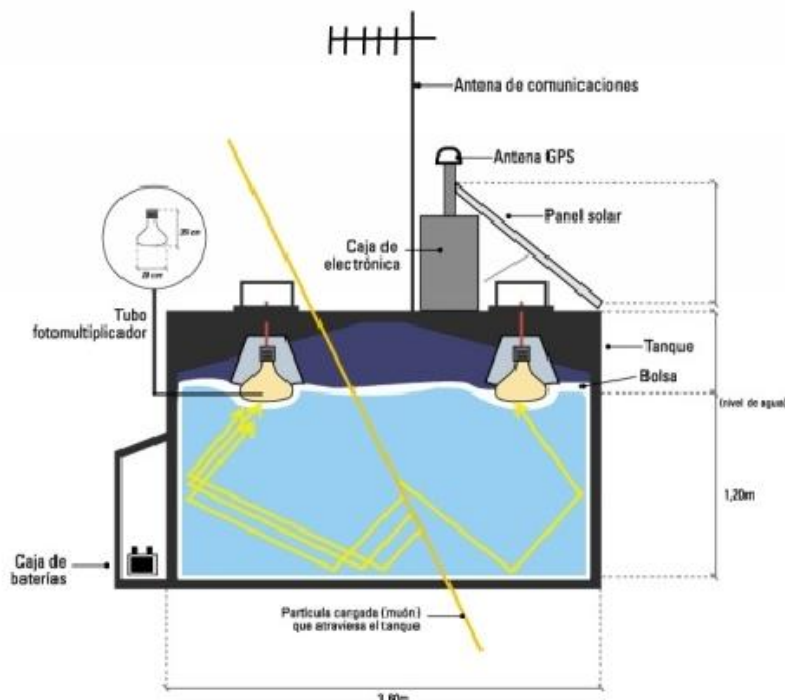
Si bien no se trabajó con los datos crudos de los telescopios de fluorescencia, en la modelización de las cascadas se utilizaron los resultados de la Colaboración Auger sobre la dependencia del valor medio de  $X_{\max}$  con la energía, como se detallará en la sección 5.2.3.

### 2.2.2. Detectores de agua por efecto Cherenkov (WCD)

La Fig. 2.3 muestra un detector de agua por efecto Cherenkov, o WCD por sus siglas en inglés: *Water Cherenkov Detector*. Consiste en un tanque de 1.2 m de alto y 1.8 m de radio. Dentro de éste se encierran 12000 l de agua ultra purificada en una bolsa (liner) laminada en cinco capas que impiden el ingreso de luz, y con una capa interna de Tyvek, un material muy reflector y difusor. El liner posee tres ventanas transparentes en su parte superior, y en cada una se sitúa un fotomultiplicador. Arriba del tanque se encuentra la electrónica de los tres fototubos, la antena de comunicación, una antena GPS, y un panel solar que, junto con las baterías, alimentan la electrónica.

El nombre del detector está dado por su principio de funcionamiento: el efecto Cherenkov. Cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico perturba el campo electro-





**Figura 2.3:** Esquema de un detector de agua por efecto Cherenkov (WCD). Los secundarios de los rayos cósmicos viajan a más de la velocidad de la luz en agua, produciendo una onda de choque coherente de radiación, es decir, fotones. Tras ser reflejados y difundidos en el Tyvek (pared interna de la bolsa que contiene el agua), pueden ser detectados por alguno de los tres fototubos. Sus tensiones de salida son manejadas por la electrónica. Cada estación cuenta también con una antena de comunicación, una antena GPS y el sistema de alimentación integrado por un panel solar y las baterías. Imagen extraída de [10].

magnético del medio, polarizándolo eléctricamente. Si la partícula es lenta, el equilibrio se alcanza mientras la partícula viaja. Si en cambio la velocidad es mayor que la velocidad de fase de la luz en dicho medio (para el caso del agua,  $\approx 0,75c$ ), la perturbación se convierte en una onda de choque coherente de radiación, es decir, en fotones.

Los fotones son difundidos en el interior del detector hasta llegar a los fotomultiplicadores, que convierten la señal en una corriente eléctrica (o, integrando en tiempo, en una carga) proporcional al número de fotones Cherenkov.

El número de fotones Cherenkov es proporcional a la energía depositada. Cuando un electrón o muon llega al tanque, deposita  $\approx 2 \text{ MeV/cm}$  (que es el poder de frenado del agua en el rango de energías de estos secundarios) [11]. Como las energías típicas de electrones están en el rango de 5 MeV a 10 MeV [5], depositan toda su energía sin llegar a atravesar al detector. Por el contrario, los muones tienen energías del orden de 2 GeV [5], por lo que un muon vertical atravesaría el tanque depositando  $2 \text{ MeV/cm} \times 120 \text{ cm} = 240 \text{ MeV}$ . Los fotones son detectados a través de los pares electrón-positrón producidos dentro del tanque, y dejan señales comparables con las de los electrones.

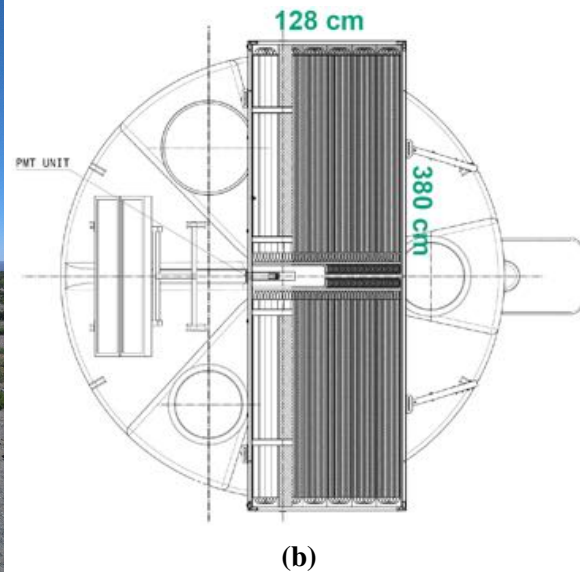
En resumen, midiendo la corriente a la salida del fototubo se puede conocer la energía que la partícula secundaria depositó en el WCD.

### 2.2.3. Detectores de centelleo (SSD)

La Fig. 2.4a muestra una estación prototipo del Upgrade del Observatorio, que incorpora un detector de centelleo (SSD: Surface Scintillator Detector) por encima del detector WCD. En la Fig. 2.4b se ve un dibujo de un SSD abierto sobre un WCD.



(a)



(b)

**Figura 2.4:** (a) Foto de una estación prototipo del Upgrade del Observatorio, llamada Trak, integrada por un SSD encima del clásico WCD. (b) Esquema de un SSD abierto, mostrando la disposición de las barras de material centellador. Una partícula que impacte en una barra producirá fotones por centelleo. Algunos serán absorbidos por las fibras ópticas desplazadoras de longitud de onda, que emitirán otros fotones. Los que hagan reflexión total interna dentro de la fibra y no sean atenuados en el camino podrán llegar al fototubo. Imagen extraída de [12].

El diseño de los SSD consiste en un arreglo de 48 barras de material centellador organoplástico, de 1600 mm de largo, 50 mm de ancho y 10 mm de espesor. El área activa del conjunto es de  $3.84 \text{ m}^2$ , diseñado para que las incertezas estadísticas sean comparables a las del WCD. Cada barra está recubierta con una capa de  $\text{TiO}_2$  que evita la comunicación entre barras. Dentro de cada barra hay dos fibras ópticas plásticas desplazadoras de longitud de onda (WLS por sus siglas en inglés: *WaveLength Shifter*), de 5.8 m de longitud. Cada fibra atraviesa dos barras, y todos sus extremos forman un manojo colectado en una carcasa acrílica (cookie<sup>1</sup>) que protege las fibras. Los fotones viajan a través de las fibras ópticas, atraviesan una capa de grasa óptica y llegan a un fototubo, que está conectado a la electrónica UUB. Tanto las barras como el fototubo están encerrados en una carcasa de aluminio [12].

<sup>1</sup>Este simpático nombre tiene origen en su parecido con una galleta con chispas de chocolate.

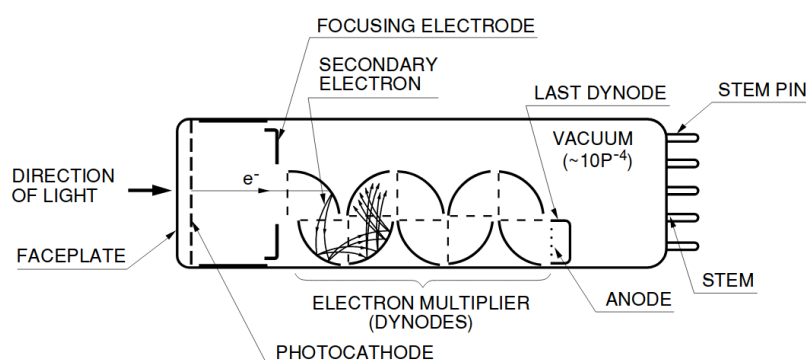


Cuando un muon o un electrón secundarios de un rayo cósmico incide sobre el material centellador, excita a los dopantes del material, que se desexcitan emitiendo fotones monocromáticos entre los 330 nm y los 480 nm; sin embargo, los de longitud de onda menor a 400 nm son atenuados en 10 mm de material centellador. El rango de absorción de la fibra WLS coincide con el espectro de emisión del material centellador. Los fotones emitidos por la fibra tienen longitudes de onda mayores a 450 nm y se emiten en todas las direcciones; un  $\approx 97\%$  de ellos abandona la fibra por tener una dirección incompatible con la reflexión total interna. La longitud de la fibra óptica entre la barra centelladora y el colector acrílico es de 1.1 m; por eso, sólo los fotones de longitud de onda mayor a  $\approx 500$  nm sobreviven el camino hasta el fototubo debido a que su longitud de atenuación es suficientemente grande.

Cabe agregar que los gammas secundarios de una cascada tienen una probabilidad muy baja de producir un par electrón-positrón en el delgado centellador, así como en el contenedor y techo de aluminio. Por lo tanto, las partículas detectadas por un SSD son básicamente muones, electrones y positrones.

## 2.3. Fotomultiplicador

Como se explicó, los diferentes tipos de detectores del Observatorio Pierre Auger tienen fotomultiplicadores o fototubos o, por sus siglas en inglés, PMT: Photo-Multiplier Tube. En esta sección se discute su funcionamiento general, haciendo hincapié en las similitudes y diferencias de los fototubos de los WCD y SSD.



**Figura 2.5:** Esquema de un fototubo (PMT). Los fotones que inciden en el fotocátodo desprenden electrones por efecto fotoeléctrico. Tras ser focalizados, son acelerados a través de un campo eléctrico en ocho etapas, en vacío. En cada una, los electrones colisionan con un dínodo desprendiendo electrones secundarios. Finalmente son colectados en el ánodo. Imagen extraída de [13].

Se puede ver un esquema de un PMT en la Fig. 2.5. Cuando los fotones inciden en el fotocátodo del PMT, desprenden electrones por efecto fotoeléctrico. La eficiencia cuántica  $QE$ , definida como el cociente entre el número de fotoelectrones emitidos y el número de fotones incidentes, depende del material del fotocátodo y de la longitud de onda del fotón. Para el PMT del WCD, el fotocátodo está formado por una mezcla de sales de metales

alcalinos o alcalinotérreos, y tiene una eficiencia cuántica  $QE$  de entre 5 % y 28 % para los fotones en la banda de 300 nm a 570 nm [10]. El fotocátodo del SSD es de material bialcali estándar, y tiene una  $QE$  de  $\approx 18$  % para los fotones de 500 nm [12].

Los electrones desprendidos en el fotocátodo atraviesan un electrodo focalizador y luego son acelerados a través de un campo eléctrico en ocho etapas, en vacío. En cada una, los electrones colisionan con un dínodo desprendiendo típicamente 6 a 7 electrones más cada uno; la ganancia resulta del orden de  $10^6$  a  $10^7$ . La corriente eléctrica es colectada en el ánodo, conectado a una resistencia de  $50\ \Omega$  a tierra. La corriente provoca en la resistencia una caída de tensión que es convertida a un valor digital mediante un conversor analógico digital flash (FADC: Flash Analog to Digital Converter).

Con la señal del ánodo se puede medir señales grandes, como la de muchas partículas secundarias llegando casi en simultáneo, pero no se puede resolver con precisión la señal depositada por un muon individual. Por eso, en la electrónica UB (por sus siglas en inglés, Unified Board) de las estaciones estándar, se mide por inducción la señal en el último dínodo (además de la señal en el ánodo). Esta presenta un breve y pequeño pico positivo, correspondiente al arribo de los electrones, y posteriormente un pico grande y negativo, correspondiente a la partida de 6 o 7 veces más electrones. Esta señal se invierte y amplifica hasta ser 32 veces mayor que la del ánodo, para luego ser digitalizada.

En la electrónica UUB (del inglés, Upgraded Unified Board) de las estaciones prototipo del Upgrade, sólo se mide la señal en el ánodo. Se genera una señal equivalente a la del último dínodo de las UB amplificando la señal del ánodo 32 veces en los WCD y 128 veces en los SSD. Esta señal será referida como dínodo de todas formas.

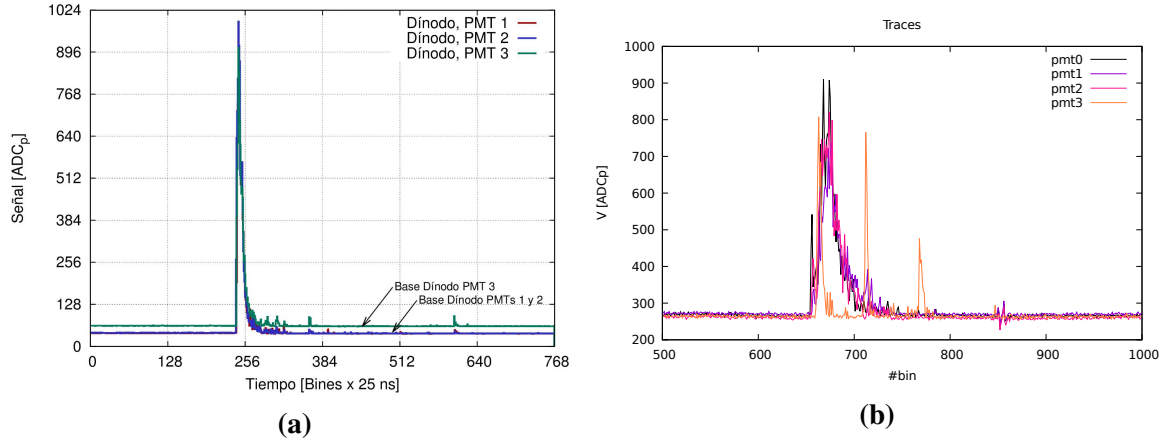
Con la señal del dínodo y del ánodo se puede cubrir eficientemente un rango dinámico muy amplio, que es necesario para detectar tan poco como un muon individual (con el dínodo) o tanto como la señal superpuesta de mil muones (con el ánodo).

Las señales digitalizadas que sobrepasan las condiciones de disparo son almacenadas en una memoria cíclica. Cuando el sistema de adquisición central de datos (CDAS: Central Data Acquisition System) lo requiere, la estación envía los bloques de memoria con la información de la tensión digital en función del tiempo, i.e. las *trazas* del ánodo y del dínodo, así como los histogramas de calibración de cada fototubo. Tanto las trazas como los histogramas de calibración son descriptos en las siguientes secciones.

## 2.4. Trazas

Como las estaciones del Upgrade poseen una electrónica nueva (UUB) respecto de la electrónica de las estaciones estándar (UB), hay grandes diferencias en las trazas de los dos tipos de WCD. Más aún, las trazas de los SSD tienen una forma muy distinta porque la naturaleza del detector es diferente. En la Fig. 2.6a se observa un ejemplo de tres trazas de

dínodo de un WCD UB, y en la Fig. 2.6b, tres trazas de dínodo de WCD UUB y una traza de dínodo de SSD.



**Figura 2.6:** (a) Tres trazas de dínodo de un fototubo de una estación estándar (WCD), controlada por la electrónica UB. El periodo de muestreo es de 25 ns y el largo de la traza es de  $19.2 \mu s$ . La resolución en voltaje es de 1.95 mV, y la saturación es a 2 V. El pulso tiene una forma característica: crece rápidamente y decae exponencialmente. Imagen extraída de [10]. (b) Cuatro trazas de dínodo, tres de los fototubos del WCD y una del fototubo del SSD, de una estación prototipo con la electrónica UUB. Tiene un menor periodo de muestreo, de 8.333 ns, y un largo de la traza ligeramente menor, de  $\approx 17 \mu s$ . La resolución en voltaje es mejor, de 0.49 mV. La forma de la traza del SSD es claramente diferente de una traza de WCD.

En el conversor FADC de la electrónica UB, la frecuencia de muestreo es de 40 MHz, con lo que la resolución temporal denominada *bin de señal* equivale a 25 ns. La traza FADC es un bloque de 768 bines (equivalentes a  $19.2 \mu s$ ), compuesto de los 256 bines ( $6.4 \mu s$ ) previos a que la condición de disparo se haya satisfecho, y de los 512 bines posteriores ( $12.8 \mu s$ ). El rango dinámico del FADC es de 10 bits, por lo que los 0 V a 2 V de entrada son digitalizados a un valor entre 0 ADC<sub>p</sub> y 1023 ADC<sub>p</sub>, donde la unidad de cuentas ADC de pico es equivalente a  $\frac{2V}{2^{10}} = 1.95 \text{ mV}$ .

En el caso de la electrónica UUB, tanto para los WCD como para los SSD, la frecuencia de muestreo es de 120 MHz, y así un bin de señal equivale a 8.333 ns. Una traza tiene 2048 bines ( $\approx 17 \mu s$ ), integrados por los 660 bines previos a satisfacerse la condición de disparo y los 1388 bines posteriores. El rango dinámico es de 12 bits, con lo que los posibles valores digitales llegan a los 4095 ADC<sub>p</sub>. La relación de equivalencia es  $1 \text{ ADC}_p \equiv 0.49 \text{ mV}$ .

Las trazas de los WCD tienen una forma típica. Dirigiendo la atención nuevamente hacia la Fig. 2.6, se puede observar que el pulso crece rápidamente y decae exponencialmente. Esto se conoce como pulso FRED, por sus siglas en inglés, Fast Rise and Exponential Decay. Cuando un muon central vertical atraviesa un WCD produce unos 38000 fotones Cherenkov. Luego de reflexiones difusivas en el Tyvek, una centena llega a un fototubo y producen efecto fotoeléctrico, mientras que los otros son absorbidos en el agua o en el Tyvek. La probabilidad de ser absorbidos aumenta con el tiempo, y está determinada por la longitud de atenuación de la señal Cherenkov en agua, que es de entre 18 m y 25 m. Entonces la forma del pulso está relacionada con la geometría del detector, las propiedades ópticas y de absorción

del agua y del Tyvek, la eficiencia cuántica del fotocátodo y la respuesta característica del fototubo. Por ejemplo, el tiempo de decaimiento exponencial típico es de entre 60 ns y 80 ns. Como se mencionó en la sección 2.2.2, la señal depositada por electrones y gammas que produjeron pares en el tanque es  $\approx 100$  veces más pequeña que la depositada por muones. Por eso aparecen enmascaradas por la señal depositada por los muones a lo largo de casi todo el pulso FRED, salvo hacia el final del decaimiento exponencial [10].

Una traza de un detector de centelleo (SSD) es muy diferente de la de un WCD (ver Fig. 2.6b). Se puede ver que también tiene la forma FRED pero con tiempos de decaimiento exponencial típicos más breves. Además, como electrones y muones depositan la misma señal, hacia el final de la caída exponencial del primer pulso, aparecen más pulsos de amplitudes comparables.

## 2.5. Condiciones de disparo y sistema central de adquisición de datos (CDAS)

Si todas las estaciones enviaran todo el tiempo las trazas, la red actual se saturaría, ya que fue diseñada para comunicar  $\approx 150$  B/s. Este bajo nivel de tráfico de datos es suficiente sólo gracias a la implementación del *sistema de disparo*, capaz de seleccionar las señales de interés antes de transmitir las.

Es importante saber que, tanto para las estaciones UB como para las UUB, las condiciones de disparo son sobre las trazas de los fototubos del WCD; en las estaciones UUB, los SSD trabajan en modo esclavo.

Existen cinco *niveles de disparo* o de trigger. Los primeros dos, T1 y T2, son analizados en cada estación. Los tres restantes, T3, T4 y T5, se clasifican en el CDAS [10].

Un evento es T1 si se satisface que la tensión sobrepasa un cierto umbral, o si sobrepasa un umbral menor pero por un tiempo prolongado.

Un evento es T2 cuando sobrepasa un umbral más alto que el del evento T1 o si sobrepasa un umbral menor por un tiempo prolongado (el mismo que en el evento T1). Los tiempos de los eventos T2 de cada estación son enviados al CDAS a cada segundo, habiendo unos 20 por segundo por estación.

A nivel del CDAS, un evento es T3 si se encuentra un conjunto de estaciones que alcanzaron el nivel T2 que verifican una correlación espacio-temporal. A diferencia de un T1 o T2, está asociado a un conjunto de estaciones en vez de a una estación individual. Cuando se registra un evento T3, el CDAS requiere las trazas e histogramas de calibración de las estaciones con T2 o T1 cuyos tiempos de disparo difieren como máximo en  $\pm 30 \mu s$  respecto del tiempo del evento T3. La tasa de eventos T3 en todo el arreglo es de  $\approx 2 \text{ min}^{-1}$ .

Un T4 es un evento T3 físico, compatible con la propagación de un frente de onda plano que viaja a velocidad  $c$ , y que con alta probabilidad fue producido por una lluvia atmosférica.

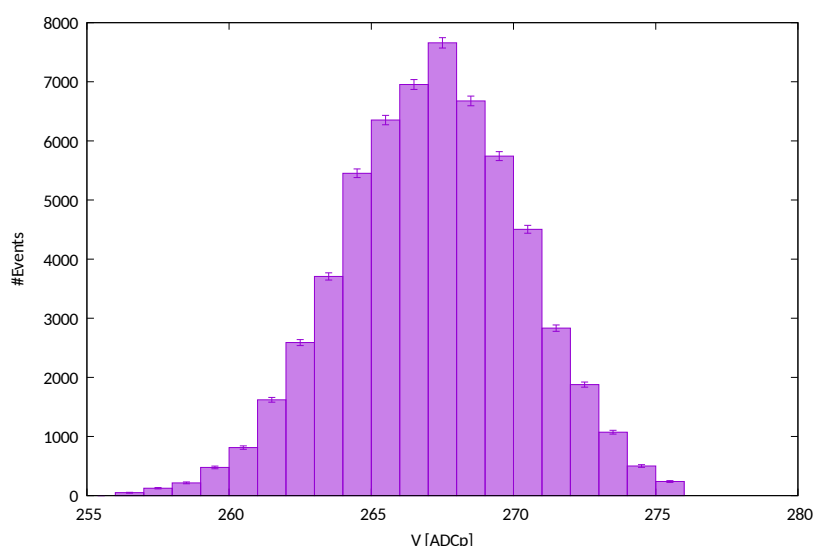
Finalmente, un evento T5 es un disparo de calidad. Se clasifican según la cantidad de estaciones en funcionamiento alrededor de la que presenta mayor señal, pues de este número depende la calidad de la reconstrucción.

## 2.6. Histogramas de calibración

Para obtener a partir de las trazas una señal comparable fototubo a fototubo es necesario calibrarlos, para lo cual se emplean los histogramas de calibración. Por eso, junto con cada traza se envían también:

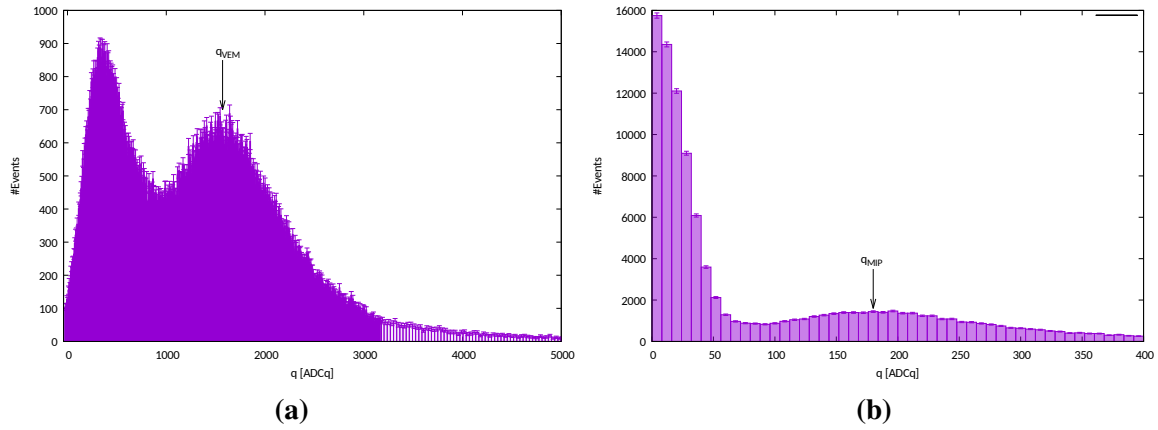
- Los histogramas de línea de base de cada canal FADC (en las UB: 3 díodos + 3 ánodos, en las UUB: 4 díodos + 4 ánodos).
- Los histogramas de pico de cada PMT (3 en las estaciones UB, y 4 contando al del SSD en las estaciones UUB).
- Los histogramas de carga de cada PMT (mismas cantidades que los de pico).

En la Fig. 2.7 se encuentra un histograma de línea de base. Son realizados con la información de 61 s de toma de datos, alcanzando los 60000 eventos. Típicamente presentan una forma aproximadamente gaussiana, cuya media es determinada en cada estación hasta la centésima de precisión.



**Figura 2.7:** Histograma de línea de base (número de eventos en función del bin de voltaje). Contiene la información de 60000 eventos de línea de base tomados durante 61 s. Típicamente presentan forma gaussiana. El histograma presentado corresponde a un fototubo del WCD de la estación 20, pero todos resultan muy similares, aún los de los SSD.

Los histogramas de pico y de carga se realizan con eventos de calibración: pulsos cortos de 20 bins (500 ns) para los WCD UB, 50 bins (416.65 ns) para los WCD UUB y 20



**Figura 2.8:** (a) Histograma de carga de un WCD (número de eventos en función del bin de carga). Presenta dos distribuciones. La de bajas señales se corresponde con las depositadas por gammas y electrones, y su forma está sesgada por las condiciones de disparo. La distribución de señales más altas está asociada a los muones; el máximo se relaciona con la señal de un muon vertical central  $q_{VEM}$ . (b) Histograma de carga de un SSD. La distribución de bajas señales es la integración de ruido en la línea de base. La segunda distribución corresponde a las señales depositadas por muones y electrones, que resultan indistinguibles para el SSD; el máximo se identifica con la señal de cualquiera de estas partículas ionizantes mínimas  $q_{MIP}$ .

bines (166.66 ns) para los SSD. La electrónica busca el máximo del pulso (un cierto valor en  $ADC_p$ ) y agrega el evento en el histograma de pico. La electrónica también integra el pulso, una vez descontada la línea de base, calculando así la *carga*  $q$ :

$$q = \sum_{i=0}^N V_i - V_{base}, \quad (2.1)$$

donde  $N$  es el número de bins del evento de calibración,  $V_i$  es la tensión (en unidades de  $ADC_p$ ) y  $V_{base}$  es la estimación de la línea de base realizada en la estación. La carga resultante se expresa en unidades de  $ADC_q$ . En realidad, en el cálculo de la carga realizado por la estación se utiliza el valor de  $V_{base}$  truncado al entero inferior, incurriendo en un error sistemático; esto fue corregido, y el procedimiento se detalla en la sección 3.3.3.

En la Fig. 2.8 se pueden encontrar los histogramas de carga típicos de un WCD UUB y un SSD, respectivamente.

En el histograma de carga de un WCD, como el de la Fig. 2.8a, se encuentran dos distribuciones: la primera de cargas pequeñas y la segunda de cargas mayores. La primera incluye la señal depositada por gammas, electrones y un sesgo por las condiciones de disparo. La segunda está asociada a la señal depositada por muones. El valor de carga donde la segunda distribución tiene su máximo se relaciona con la carga de un muon vertical y central  $q_{VEM}$  (por sus siglas en inglés: Vertical Equivalent Muon).

Un histograma de carga de un SSD, como el de la Fig. 2.8b, tiene una forma similar al del WCD pero una interpretación física diferente. Como el SSD trabaja en modo esclavo, la distribución a bajas señales resulta de la integración de eventos de calibración que no tienen

señal en el SSD<sup>2</sup>. La distribución a señales mayores se corresponde con las depositadas por muones y electrones. A la posición del máximo de esta distribución se lo relaciona con la energía depositada por una partícula mínimamente ionizante  $q_{\text{MIP}}$  (por sus siglas en inglés: Minimum Ionizing Particle).

---

<sup>2</sup>Se puede encontrar una discusión más extensa de la interpretación de un histograma de carga de un SSD en la sección [4.2](#)





## Capítulo 3

# Procesamiento de datos de los nuevos detectores del Observatorio

*“If we long for our planet to be important, there is something we can do about it. We make our world significant by the courage of our questions and by the depth of our answers.”*

— Carl Sagan

### 3.1. Introducción

La cadena de análisis de las señales de las estaciones UB ha sido desarrollada por la Colaboración Auger de forma completa: desde la calibración de los fototubos, la integración de la señal, la eliminación de estaciones casuales, hasta la reconstrucción del evento.

Por el contrario, fue necesario desarrollar el análisis de las señales de las estaciones UUB debido a las grandes diferencias con la de las estaciones UB. Como cuentan con una electrónica distinta, tiempos de muestreo menores (8.333 ns en vez de 25 ns), y hasta nuevas componentes de ruido en la línea de base, resultaría imposible emular el análisis aplicado en las estaciones UB. Más aún, los SSD requieren un estudio específico dado que sus trazas e histogramas de carga tienen una interpretación física diferente de las de los WCD, así como un modo de disparo distinto.

### 3.2. Estudio de la línea de base

#### 3.2.1. Motivación

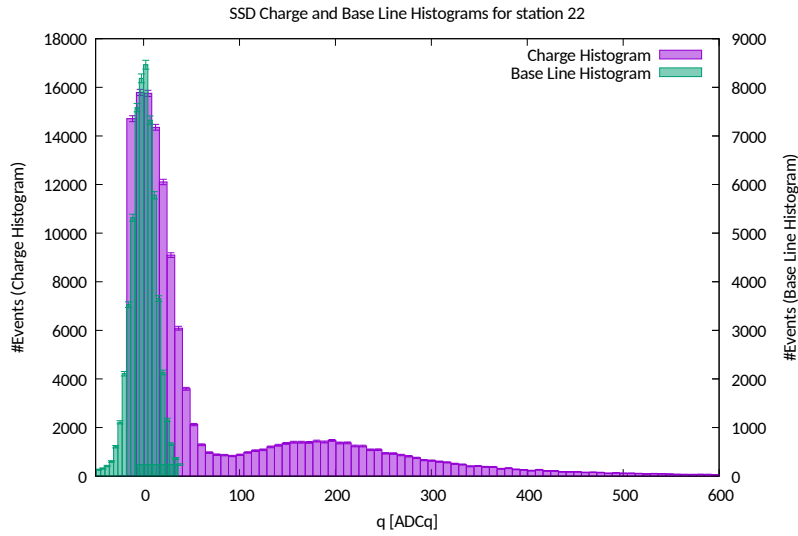
El primer paso hacia la determinación de la señal es comprender el comportamiento de los fototubos cuando no hay señal. Lo que se encuentra es una tensión no nula, i.e. *línea de*

base, que fluctúa en el tiempo debido a ruido.

El segundo paso sería la calibración de las estaciones. Esto implica inspeccionar los histogramas de calibración para descartar o corregir fototubos (sólo un dínodo o ánodo) en mal funcionamiento. Durante la inspección de los histogramas de carga de los SSD se encontró que el ancho de la distribución asociada a los eventos de calibración sin señal era mayor que el esperado.

Para comprender el problema es necesario recordar que los SSD trabajan en modo esclavo, y que los WCD imponen las condiciones de disparo. Esto implica que hay eventos de calibración que no tiene señal en el SSD. La carga asociada a las trazas de estos eventos sería la integración a lo largo de 20 bins del ruido en la línea de base.

Se tiene una muestreo del ruido en la línea de base en el primer bin de cada evento de calibración. Con la información registrada durante 61 s, cada estación construye el histograma de línea de base. Es posible ajustar una gaussiana a este histograma, obteniendo su media  $\langle b \rangle_{61s}$  y desvío estándar  $\sigma_{61s}$ . Se esperaría entonces que la distribución de la carga asociada a las trazas de líneas de base esté centrada en cero y tenga un ancho de  $\sqrt{20}\sigma_{61s}$ . Por ello se graficó en la Fig. 3.1 un histograma de carga<sup>1</sup>, y superpuesto el correspondiente histograma de línea de base con sus abscisas multiplicadas por  $\sqrt{20}$ . Si el razonamiento anterior fuese correcto, se esperaría que los anchos de las distribuciones coincidan.



**Figura 3.1:** Histograma de carga (violeta, eje de ordenadas izquierdo) y, superpuesto, un histograma de línea de base (verde, eje de ordenadas derecho) con sus abscisas multiplicadas por  $\sqrt{20}$ . Los datos presentados son del SSD de la estación 22. Dado que la distribución alrededor del cero del histograma de carga del SSD es la integración del ruido en la línea de base sobre 20 bins, se esperaría que los anchos de las distribuciones coincidan, pero no es lo que se observa.

Sin embargo, no es lo que se encuentra en la Fig. 3.1. Mientras que la distribución de ruido del histograma de carga presenta un ancho a mitad de máximo (o FWHM: Full Width

<sup>1</sup>El histograma de carga fue corregido, desplazándolo hasta que el pico de ruido estuviese centrado en cero. Este procedimiento se justifica en la sección 3.3.3.

Half Maximum) de  $(49 \pm 4)$   $\text{ADC}_q$ , el del histograma de línea de base multiplicado por  $\sqrt{20}$  es de  $(28 \pm 4)$   $\text{ADC}_q$ .

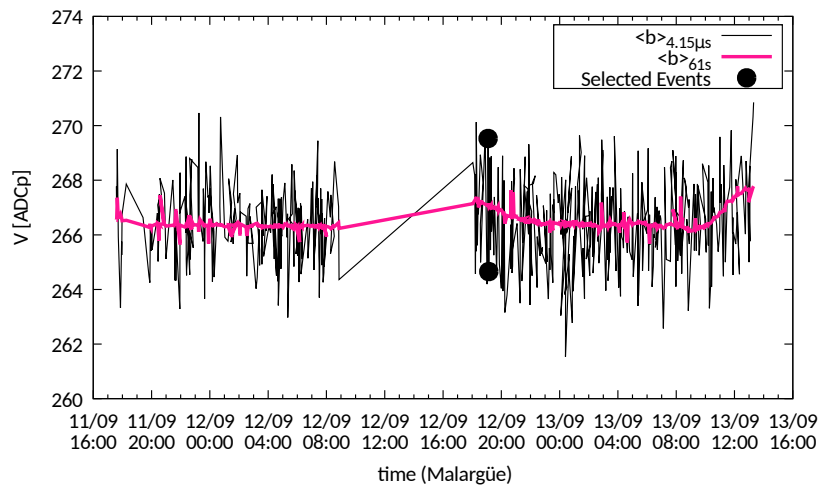
En otras palabras, los histogramas de línea de base, que contienen 61 s de datos, no explican el ancho de la distribución de la carga correspondiente. Además se encontraron histogramas de carga de WCD con distribuciones a bajas señales no tan gaussianas. La búsqueda de una explicación para estos fenómenos condujo al estudio de la línea de base.

### 3.2.2. Extracción de la línea de base desde la traza

El análisis presentado en esta sección corresponde al comportamiento del fototubo 0 de la estación 20 desde el 11 de septiembre hasta el 13 de septiembre del 2017. El comportamiento fue similar para los demás fototubos de la estación 20, así como para las demás estaciones prototipo y periodos de toma de datos.

Por cada evento T3 que incluyera a la estación en cuestión, se estimó una línea de base dentro de la traza recibida. Para ello se utilizaron los primeros 500 bins ( $4.15 \mu\text{s}$  de datos) de la traza del evento. Con éstos se realizó un histograma de línea de base, y ajustando una gaussiana se obtuvo su media  $\langle b \rangle_{4.15 \mu\text{s}}$  y desvío estándar  $\sigma_{4.15 \mu\text{s}}$ . El histograma de  $4.15 \mu\text{s}$  de datos cuenta con 100 veces menos estadística que el de 61 s de datos.

En la Fig. 3.2 se muestra una comparación de las medias de los dos histogramas de línea de base. Se puede ver que las medias calculadas dentro de cada evento ( $\langle b \rangle_{4.15 \mu\text{s}}$ , en negro) fluctúan mucho más que las extraídas de los histogramas de línea de base de 61 s ( $\langle b \rangle_{61\text{s}}$ , en rosa).



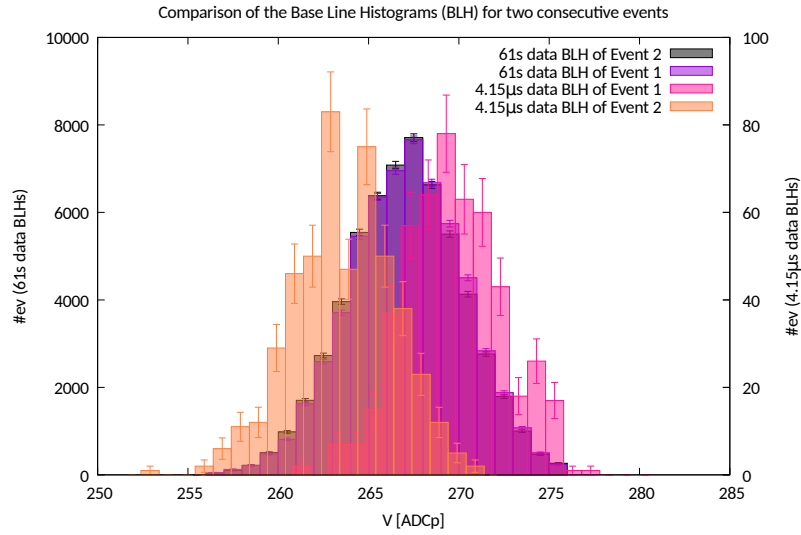
**Figura 3.2:** Evolución temporal del valor medio de la línea de base determinada con los primeros 500 bins de las trazas, en negro, y la calculada a partir del histograma de línea de base usual, en rosa. Con dos puntos negros se señalan dos eventos consecutivos, separados 2.5 min, que fueron estudiados en detalle.

A continuación se seleccionaron dos eventos consecutivos, separados 2.5 min, como se señala en la Fig. 3.2 con dos puntos. En la Fig. 3.3 se muestran los dos tipos de histogramas de línea de base para cada uno de los dos eventos. En la Tabla 3.1 se hace una comparación

	Evento 1	Evento 2	$\Delta$
$\langle b \rangle_{61s}$	$(267.18 \pm 0.04) \text{ ADC}_p$	$(267.05 \pm 0.03) \text{ ADC}_p$	$(0.13 \pm 0.05) \text{ ADC}_p$
$\langle b \rangle_{4,15\mu s}$	$(269.53 \pm 0.13) \text{ ADC}_p$	$(263.7 \pm 0.2) \text{ ADC}_p$	$(5.8 \pm 0.3) \text{ ADC}_p$
$\sigma_{61s}$	$(4.55 \pm 0.05) \text{ ADC}_p$	$(4.55 \pm 0.05) \text{ ADC}_p$	$(0.00 \pm 0.07) \text{ ADC}_p$
$\sigma_{4,15\mu s}$	$(3.8 \pm 0.2) \text{ ADC}_p$	$(4.0 \pm 0.3) \text{ ADC}_p$	$(-0.2 \pm 0.4) \text{ ADC}_p$

**Tabla 3.1:** Comparación de los valores medios y desvíos estándar de los histogramas de línea de base usuales y los calculados dentro de la traza, para los dos eventos seleccionados. En la columna  $\Delta$  está la diferencia entre los dos valores de la fila correspondiente.

de las medias y desvíos; en la columna  $\Delta$  está la diferencia entre los dos valores de la fila correspondiente.

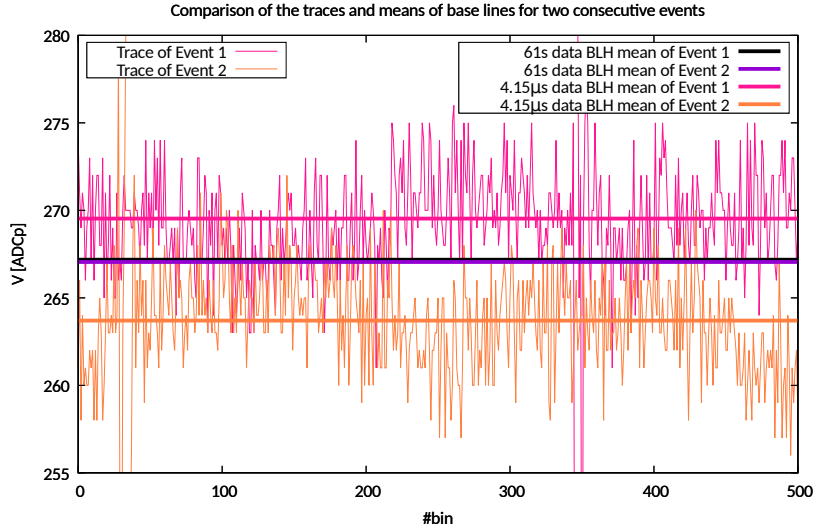


**Figura 3.3:** Histogramas de línea de base usuales (violeta y negro, eje de ordenadas izquierdo) y los calculados dentro de cada traza (rosa y naranja, eje de ordenadas derecho) del primer y segundo evento seleccionados, respectivamente. Las medias de los histogramas calculados dentro de cada traza difieren de las medias de los histogramas usuales, y tienen un desvío estándar menor.

Comparando los desvíos de la Tabla 3.1, se puede notar que las distribuciones de línea de base de  $4.15\mu s$  son más angostas que las de  $61s$ . Si el histograma de línea de base de  $61s$  fuera representativo de la distribución subyacente, se esperaría que una submuestra presente la misma distribución (misma media y desvío), sólo que con más fluctuaciones estadísticas (más incerteza poissoniana en la cantidad de eventos de cada bin). Éste no es el caso: como se entiende de la columna  $\Delta$ , el histograma de  $61s$  está compuesto por la superposición de gaussianas más angostas y desplazadas en media. Se infiere entonces que la línea de base no es constante debido a un ruido de baja frecuencia. El periodo del ruido es mayor que  $4.15\mu s$  y menor que  $61s$ .

En la Fig. 3.4 se comparan los valores medios de la línea de base, superpuestos a los 500 primeros bines de cada traza. Es claro que las  $\langle b \rangle_{61s}$  no son representativas de la línea de base apropiada. Las  $\langle b \rangle_{4,15\mu s}$  son una medida más exacta de la línea de base, a pesar de ser

10 veces menos precisas que las  $\langle b \rangle_{61s}$  por ser estimadas con 100 veces menos estadística.



**Figura 3.4:** Trazas de los dos eventos seleccionados (rosa y naranja para el primero y el segundo, correspondientemente) y, superpuestos, los valores medios de los histogramas de línea de base usuales (negro y violeta) y de los calculados a partir de la traza (rosa y naranja). Los valores medios extraídos de la traza son una estimación más exacta de la línea de base, a pesar de ser 10 veces menos precisa por tener 100 veces menos estadística.

### 3.2.3. Efecto del ruido de baja frecuencia en los histogramas de carga

Es posible entender cómo el ruido de baja frecuencia en la línea de base genera que los histogramas de carga sean más anchos de lo esperado. Como ejemplo se analiza el caso de los WCD presentado en la sección anterior. El  $\sigma_{4,15\mu s}$  se puede interpretar como la amplitud promedio del ruido de alta frecuencia:  $\sigma_{4,15\mu s} = \sigma_{HF}$ . Tomando el promedio ponderado entre los dos eventos seleccionados, se obtiene un  $\sigma_{HF} \approx (3.9 \pm 0.2) \text{ ADC}_p$ . Como el periodo de este ruido es mucho menor que la duración de un evento de calibración, el error que introduce en la carga es estadístico, de magnitud  $\Delta_{stat} = \sqrt{50} \times 3.9 \text{ ADC}_q = (27 \pm 1) \text{ ADC}_q$ . En otras palabras, el ruido de alta frecuencia empobrece la resolución en la medición de cargas, pero sin introducir un sesgo. Por otro lado, el  $\sigma_{61s}$  representaría la suma cuadrática de las amplitudes del ruido de baja y alta frecuencia:  $\sigma_{61s} = \sqrt{\sigma_{HF}^2 + \sigma_{LF}^2}$ . En el caso analizado, para ambos eventos se tuvo:  $\sigma_{61s} = (4.55 \pm 0.05) \text{ ADC}_p$ . Despejando  $\sigma_{LF}$  de la ecuación anterior y reemplazando los valores de  $\sigma_{61s}$  y de  $\sigma_{HF}$ , se puede encontrar que  $\sigma_{LF} = (2.4 \pm 0.5) \text{ ADC}_p$ . Como el periodo del ruido de baja frecuencia es mayor que la duración de un evento de calibración, el error que introduce en la carga es sistemático, de magnitud  $\Delta_{syst} = 50 \times 2.4 \text{ ADC}_q = (120 \pm 20) \text{ ADC}_q$ . El error total es entonces  $\Delta = \sqrt{\Delta_{stat}^2 + \Delta_{syst}^2} = (120 \pm 20) \text{ ADC}_q$ , y está evidentemente dominado por el sistemático. Si sólo hubiera ruido de alta frecuencia de amplitud  $\sigma_{61s}$ , el error sería de  $\Delta_{solo HF} = \sqrt{50} \times 4.55 \text{ ADC}_q = (32.2 \pm 0.4) \text{ ADC}_q$ . La suposición errónea de que el ruido en la línea

de base es sólo de alta frecuencia lleva a una subestimación del error total de las cargas de los eventos de calibración. En resumen, el ruido de baja frecuencia se traduce en que los histogramas de carga resulten más anchos.

Si el ruido de baja frecuencia fuese gaussiano, se podría entender a los histogramas de carga como la superposición de histogramas de carga de menor cantidad de eventos y más angostos, desplazados a izquierda y derecha en hasta  $\Delta_{sys} = 120 \text{ ADC}_q$ . En cambio, si el ruido tuviese una distribución temporal asimétrica, el efecto en los histogramas de carga resultaría difícil de predecir.

### 3.2.4. Caracterización del ruido

Se quiso caracterizar mínimamente el ruido, con el objetivo de ayudar a identificarlo para eliminarlo de la electrónica de producción.

En la Fig. 3.5 se analiza la correlación del desvío de la  $\langle b \rangle_{4,15 \mu s}$  respecto de la  $\langle b \rangle_{61 s}$  fototubo a fototubo de una misma estación, y estación a estación, para las estaciones 20 y 22. Se observa que el ruido de baja frecuencia en los tres fototubos del WCD de la estación 20 están altamente correlacionados. El ruido en el fototubo del SSD tiene menos amplitud, pero presenta una correlación similar con el de los fototubos del WCD de la misma estación. No hay correlación entre el ruido de las estaciones 20 y 22 (que están separadas por menos de 50 m). En conclusión, el ruido de baja frecuencia está en la electrónica de cada estación. La frecuencia del ruido no se puede determinar con precisión a partir de la información con la que se cuenta, pero sí es posible dar cotas. El periodo del ruido debe ser mayor a  $4.15 \mu s$  y menor a  $61 s$ .

## 3.3. Determinación de la señal en VEM o MIP

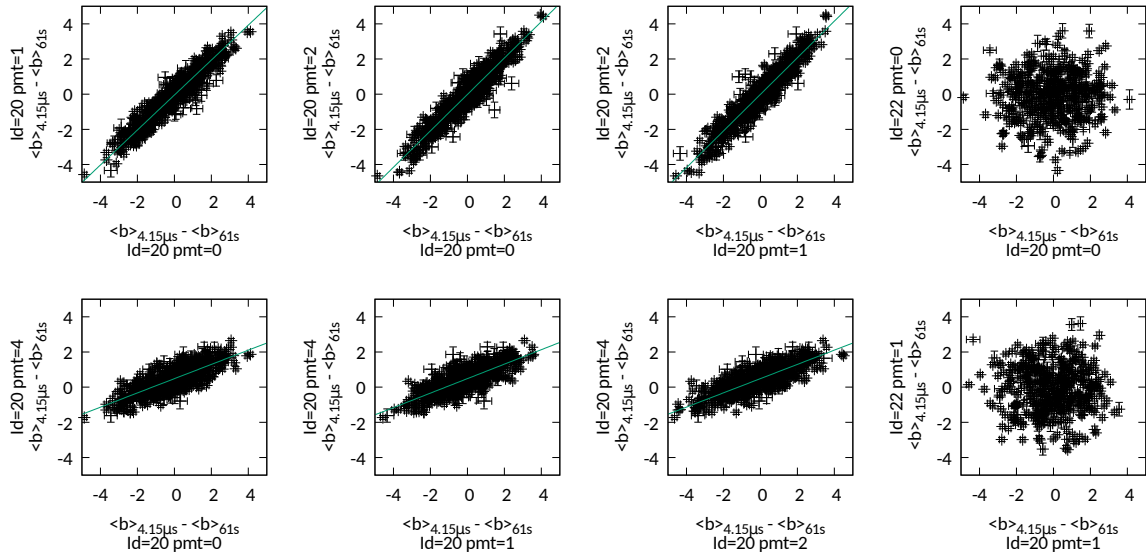
### 3.3.1. Unidades de la señal

En la sección anterior se analizaron exhaustivamente las trazas en ausencia de señal. Ahora es de interés comprender lo que sucede cuando hay señal.

A partir de la traza, se calcula la señal o carga depositada  $q$  en  $\text{ADC}_q$  como la integral de la tensión  $V$  (en  $\text{ADC}_p$ ) menos la línea de base  $V_{base}$ , desde un bin de inicio hasta un bin final:

$$q[\text{ADC}_q] = \sum_{k=\text{bin } i}^{\text{bin } f} V_k - V_{base} \quad (3.1)$$

Los valores de las señales en  $\text{ADC}_q$  no son comparables fototubo a fototubo, pues cada uno tiene una ganancia distinta. Para poder comparar las señales, se evalúa la señal depositada en cada fototubo (en  $\text{ADC}_q$ ) por un muon equivalente vertical (o VEM: Vertical Equivalent Muon) en los WCD, y por una partícula mínima ionizante (o MIP: Minimum Ionizing



**Figura 3.5:** Gráficos de correlación del desvío de la media  $\langle b \rangle_{4,15\mu s}$  del histograma de línea de base calculado dentro de la traza respecto de la media  $\langle b \rangle_{61s}$  del histograma usual. Hay correlación entre los desvíos de los tres fototubos del WCD de la estación 20 (los primeros tres gráficos superiores). También hay correlación entre el fototubo del SSD con los del WCD de la misma estación (los primeros tres gráficos inferiores), aunque la amplitud del ruido en el SSD es menor. No hay correlación en el ruido de baja frecuencia estación a estación.

Particle) en los SSD. Estos valores,  $q_{\text{VEM}}[ADC_q]$  y  $q_{\text{MIP}}[ADC_q]$  correspondientemente, se encuentran ajustando los histogramas de carga.

Para expresar la señal en unidades de VEM (en el caso de los WCD) se realiza lo siguiente:

$$q[\text{VEM}] = \frac{q[ADC_q]}{q_{\text{VEM}}[ADC_q]}. \quad (3.2)$$

Análogamente, para expresar la carga en MIP para las señales medidas con los SSD:

$$q[\text{MIP}] = \frac{q[ADC_q]}{q_{\text{MIP}}[ADC_q]}. \quad (3.3)$$

### 3.3.2. Determinación de la señal en ADC<sub>q</sub>

#### Determinación de los límites de integración

Para poder integrar la carga es necesario definir los bins de inicio y finalización. La región de integración debe ser suficientemente chica para tener precisión en la determinación de la señal, y suficientemente grande para no subestimar la señal.

Lo primero que se llevó a cabo fue la estimación de la línea de base antes del pico de tensión. Para esto se utilizaron los primeros 500 bins ( $4.15\mu s$ ) de la traza, y se estimó el valor medio  $\langle b \rangle_{4,15\mu s}$  y el desvío estándar  $\sigma_{4,15\mu s}$ . Estos valores son necesarios para definir una tensión umbral.

El criterio para determinar la región de integración fue el siguiente:

1. Si en algún bin se sobrepasaban los 4000 ADC<sub>p</sub>, se utilizaba la señal en el ánodo (en vez de la del dínodo). Esto se debe a que la saturación se alcanza en 4096 ADC<sub>p</sub>.
2. Se identificaban como “bines altos” aquellos en los que la tensión sobrepasaba  $\langle b \rangle_{4,15\mu s} + 3\sigma_{4,15\mu s}$ . Se agruparon los bines altos contiguos entre sí en “registros”. A cada registro se lo identificó con su bin de inicio y la cantidad de bines.
3. A continuación se quiso eliminar los posibles “falsos bajos”. Si dos registros contiguos estaban separados por menos de 4 “bines bajos” (en contraposición con “bines altos”), y si el primer registro tenía una longitud mayor a 4 bines, se ponía en alto los bines intermedios, uniendo los registros que inicialmente estaban separados.
4. Posteriormente, se eliminaron los registros de menos de 4 bines (“falsos altos”).
5. Luego se eliminaron los registros que empezaran después del bin 1300.
6. Finalmente, se agregaron 5 bines antes del primer bin alto, y 20 después del último, y se tomaron estos bines como el límite inferior y superior de integración. Así se aseguró abarcar completamente el rápido ascenso y la lenta caída de las señales.

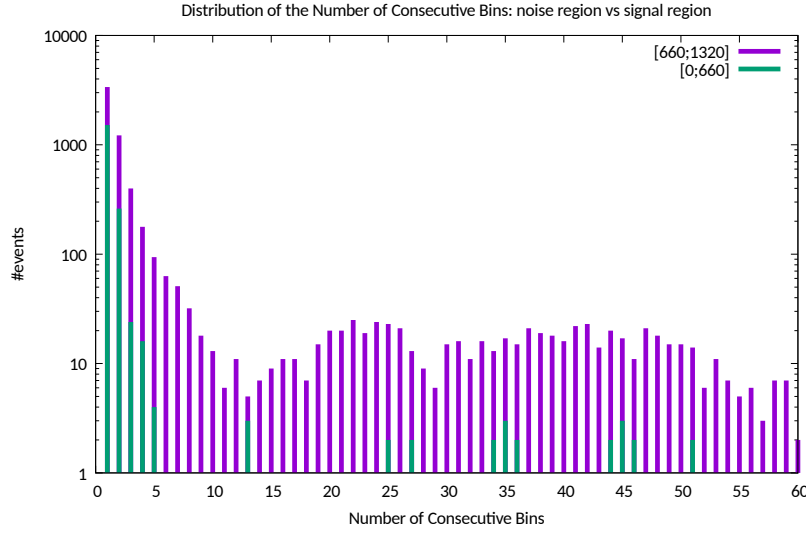
El criterio de 4 bines se adoptó tras comparar las distribuciones de cantidad de bines altos contiguos en zona de señal (bines 660 a 1320) con zona de ruido (bines 0 a 660) para trazas de WCD<sup>2</sup>. Como se observa en la Fig. 3.6, un corte en 4 bines contiguos elimina más del 96 % de “falsos altos”. Si es razonable que 4 bines puedan ponerse en alto por casualidad, simétricamente, 4 bines podrían ponerse en bajo con la misma probabilidad. Por ello se eliminaron primero los “falsos bajos” (tercer paso) y luego los “falsos altos” (cuarto paso).

El corte en el bin 1300 se adoptó tras analizar la distribución del numero de bines contiguos como función del bin de comienzo, como se muestra en la Fig. 3.7a. Esta presenta un mínimo alrededor del bin 1300. Es interesante notar que hay casos donde hay más de 20 bines altos consecutivos después del bin 1300. Se estudiaron las trazas en tales casos, mostrando dos ejemplos en la Fig. 3.7. Se encontró que puede ocurrir por dos fenómenos. El primero (Fig. 3.7b) es un aumento de la línea de base hacia el final de la traza. El segundo (Fig. 3.7c), y más frecuente, es por un efecto denominado “after-pulse”.

El after-pulse no debe ser confundido con señal, dado que es un efecto secundario de la propagación de los electrones en el fototubo. A pesar de que los fototubos están cerrados al vacío, con el tiempo pueden ingresar gases como el helio. Cuando una partícula deposita señal, se producen grandes cantidades de electrones entre los dínodos del fototubo. Los electrones ionizan al helio, y su núcleo es acelerado a través del campo eléctrico hasta el fotocátodo. Allí desprende electrones, que son multiplicados de la forma usual hasta impactar en el último dínodo y finalmente en el ánodo. El tiempo característico entre la señal y el

<sup>2</sup>El criterio de 4 bines es óptimo para las trazas WCD. Por simplicidad, se adoptó el mismo criterio para los SSD.





**Figura 3.6:** Distribución del número de “bines altos” consecutivos en los primeros 660 bines donde se espera ruido (verde) y en los segundos 660 bines donde se espera señal (violeta). El número de eventos está en escala logarítmica. Un corte en 4 bines altos consecutivos elimina más del 96 % de “falsos altos”.

after-pulse es de entre  $5 \mu\text{s}$  y  $10 \mu\text{s}$  [13]. Siendo que las señales comienzan típicamente en el bin 660, el after-pulse se espera cerca del bin 1500. En el caso de la Fig. 3.7c, el after-pulse se observa en el bin 1680, es decir,  $8.5 \mu\text{s}$  después de la señal.

### Determinación de la línea de base

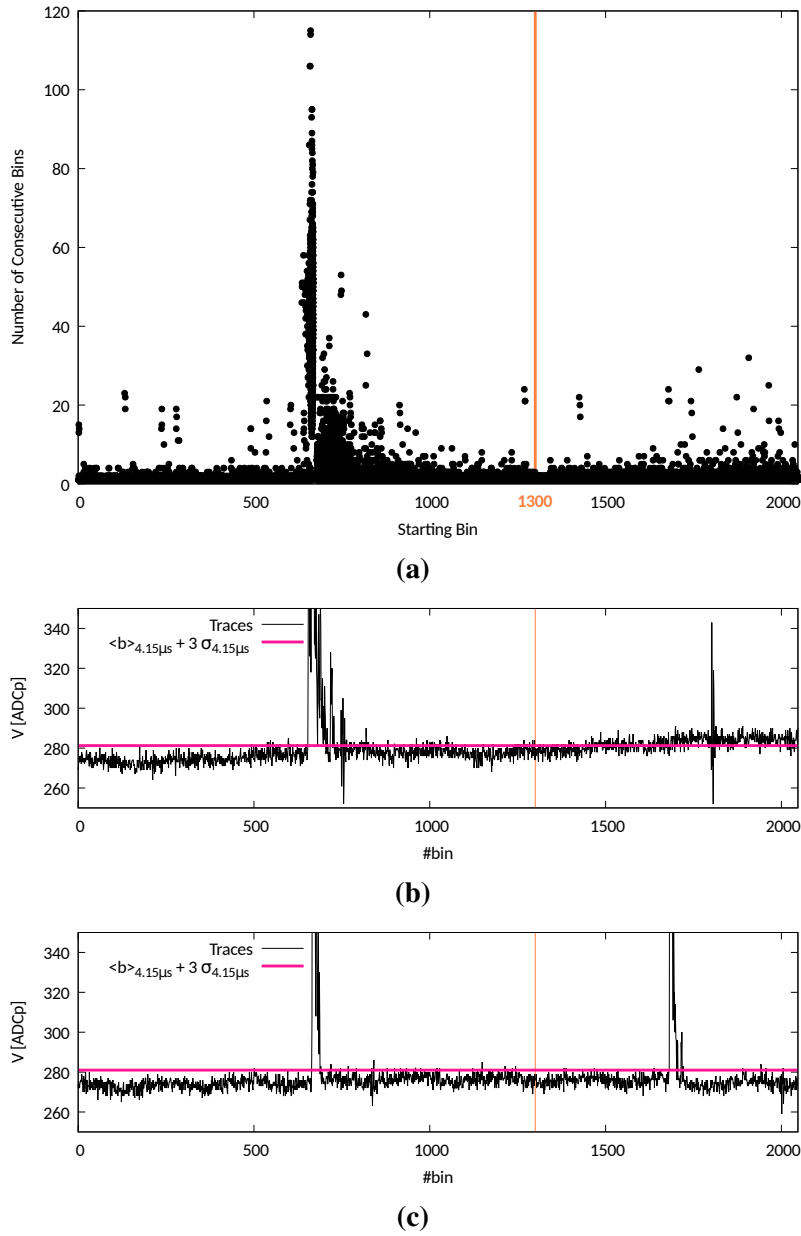
Se observó que la línea de base caía sistemáticamente después del pico en señal, tanto más cuanto mayor fuese la señal. Este fenómeno se conoce como *undershoot*. Se desconoce su causa exacta, pero se cree que está asociado a efectos capacitivos inducidos por la carga de la señal misma.

Ya se tenía la línea de base calculada con los primeros 500 bines ( $4.15 \mu\text{s}$ ) de la traza, antes del pico de señal ( $\langle b \rangle_{4,15 \mu\text{s anterior}}$ ). A continuación, se calculó una segunda línea de base con los 500 bines posteriores al límite superior de integración ( $\langle b \rangle_{4,15 \mu\text{s posterior}}$ ). En la región de integración, se estimó una línea de base como la anterior a la señal, menos una caída proporcional a la carga acumulada:

$$V_{basek} = \langle b \rangle_{4,15 \mu\text{s anterior}} - \frac{\sum_{j=bin\ i}^k V_j}{\sum_{j=bin\ i}^{bin\ f} V_j} (\langle b \rangle_{4,15 \mu\text{s anterior}} - \langle b \rangle_{4,15 \mu\text{s posterior}}) \quad (3.4)$$

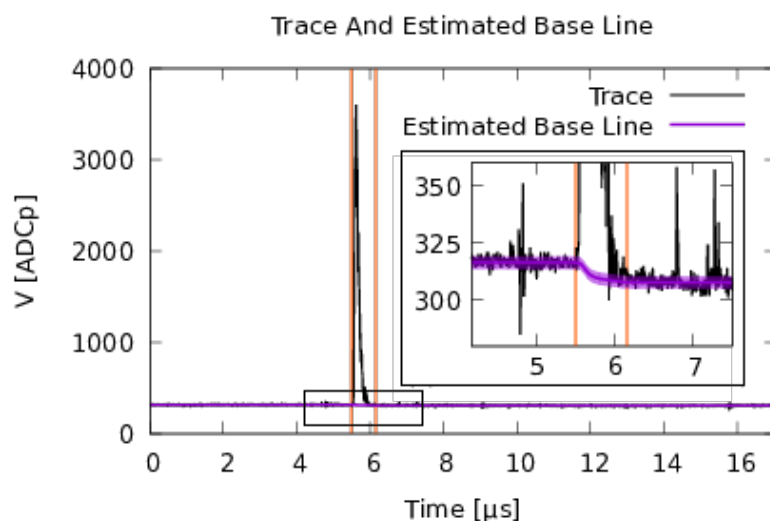
Se puede encontrar un ejemplo de la línea de base estimada en la Fig. 3.8, donde se graficó superpuesta a la traza.

Se quiso estimar el máximo error que se podría estar cometiendo en el cálculo de la carga por una mala determinación de la línea de base en la región de integración. Para ello se analizó la distribución del área encerrada entre las líneas de base (anterior y posterior) y los límites de integración dividida por la carga integrada, como se encuentra en la Fig. 3.9. Ajuste

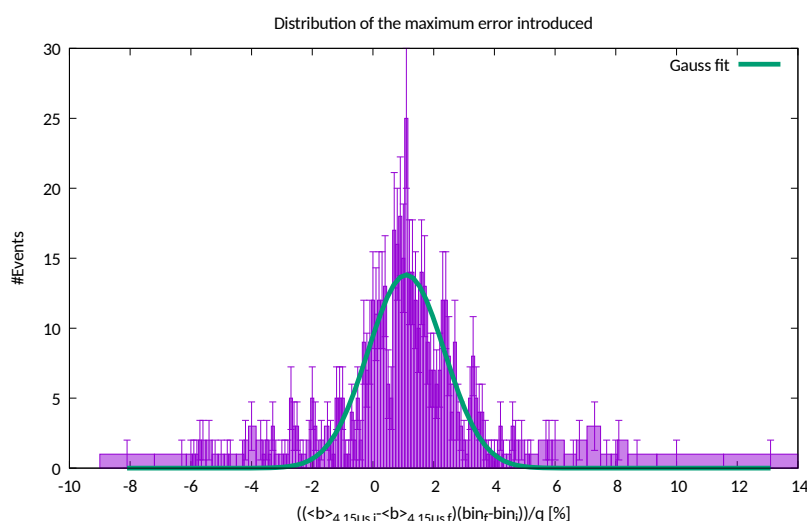


**Figura 3.7:** (a) Gráfico del número de bins consecutivos altos en función del bin de comienzo de dicho conjunto. La distribución presenta un mínimo alrededor del bin 1300. Se tomó este bin para un criterio de corte, no integrando las señales posteriores. Hay algunos casos patológicos en los que aparecen más de 20 bins consecutivos altos después de este bin. (b) Un ejemplo de traza patológica, donde se ve un ascenso de la línea de base hacia el final de la traza. Los bins altos son los que tienen una tensión por encima de la línea rosa. (c) Otro ejemplo de traza patológica, más frecuente, en la que aparece un pulso  $8.5\mu s$  después de la señal. Es un efecto secundario de la propagación de los electrones en el fototubo (after-pulse). Este pulso no debe ser integrado dado que no representa señal depositada por secundarios.

tando una gaussiana, se encuentra que en promedio éste área representa un  $(1.10 \pm 0.07) \%$  de la carga, con un desvío estándar del  $(1.8 \pm 0.1) \%$ . Hubo sólo dos casos extremos (de entre más de 500) en los que este posible error fue de 10 % o más.



**Figura 3.8:** Ejemplo de una traza (negro) y, superpuesto, los límites de integración (amarillo) y la línea de base estimada (violeta) con su desvío. Se muestra también un acercamiento en la caída de la línea de base estimada dentro de la región de integración.



**Figura 3.9:** Distribución del área encerrada entre las líneas de base (anterior y posterior al pulso) y los límites de integración, dividida por la carga integrada, expresada en porcentaje. Superpuesto, un ajuste gaussiano cuya media y desvío resultaron  $(1.10 \pm 0.07) \%$  y  $(1.8 \pm 0.1) \%$ . Esto significa que el máximo error que se podría cometer por una mala elección de línea de base en la determinación de la carga es pequeño.

### 3.3.3. Determinación de la señal en VEM o MIP

#### Importancia de la correcta determinación de los offsets

Una incorrecta determinación de la carga depositada (en  $\text{ADC}_q$ ) por un VEM o un MIP implicaría la introducción de un error sistemático en el cálculo de todas las señales. Analizando la calibración de los SSD se encontró un problema con los histogramas de carga: el pico correspondiente a ruido de la línea de base debería estar centrado en cero por ser la integración de una carga en promedio nula, y sin embargo aparecía sistemáticamente desplazado

a señales positivas evidenciando un error de código. Esto motivó un análisis exhaustivo de los offsets en los histogramas de línea de base y de carga, para los SSD y los WCD.

### Offsets de los histogramas de calibración

Para todas las versiones hasta la fecha del código del CDAS (256 a 259), todos los histogramas de línea de base de las estaciones UUB deben ser desplazados en  $10 \text{ ADC}_p$  a la izquierda.

En las versiones 256, 257 y 258 (previas al 11 de septiembre del 2017), los offsets de los histogramas de calibración guardan un valor aleatorio por un bug en el CDAS. Sin embargo, las abscisas de los histogramas son las correctas (a menos de los  $10 \text{ ADC}_p$  mencionados en el caso de los histogramas de línea de base).

En la versión 259, los offsets de los bins están correctamente guardados. Los valores correctos de las abscisas se obtienen restándole el offset a los valores guardados (y los  $10 \text{ ADC}_p$  en los histogramas de línea de base).

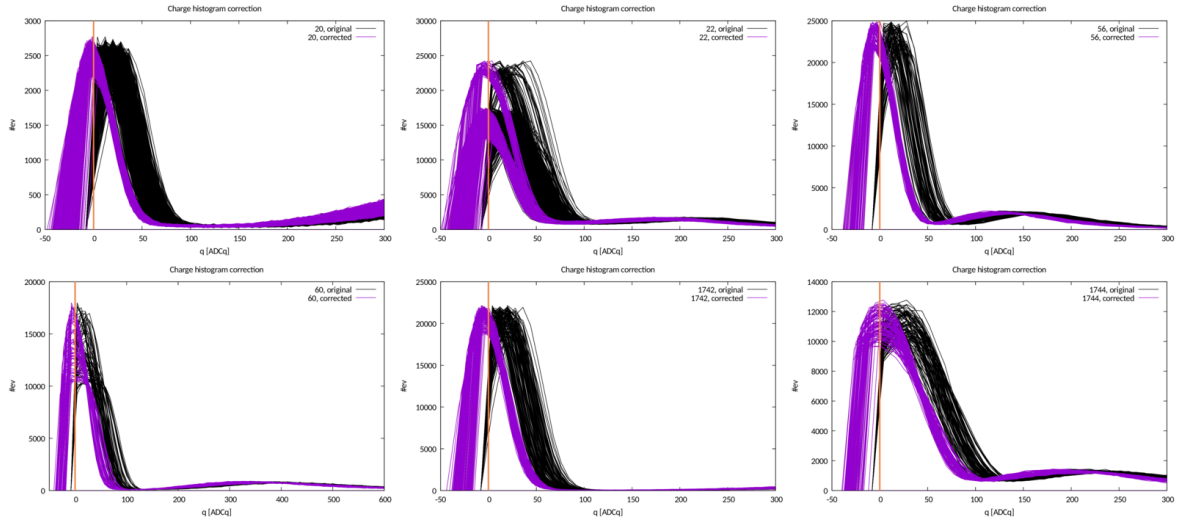
Aún así, en los histogramas de carga de los SSD, la distribución asociada al ruido en la línea de base no aparece centrada en cero sino desplazada a señales positivas. Esto se debe a la forma en la que se calcula la carga de los eventos de calibración:

$$q[\text{ADC}_q] = \sum_{i=0}^N V - \text{int}(\langle b \rangle_{61s}), \quad (3.5)$$

donde  $N = 20$  bins para las trazas de eventos de calibración en el SSD, y  $N = 50$  bins para las del WCD. Dado que se almacena el valor medio del histograma de línea de base como un entero truncado, todas las cargas de los eventos de calibración están sobreestimadas en  $N$  veces la parte decimal del valor medio de la línea de base ( $\langle b \rangle_{61s}$ ).

Teniendo los histogramas de línea de base, el procedimiento de corrección es sencillo: se empieza por ajustar una gaussiana a los histogramas de línea de base, obteniendo su valor medio ( $\langle b \rangle_{61s}$ ). Luego se le resta su parte entera ( $\langle b \rangle_{61s} - \text{int}(\langle b \rangle_{61s})$ ). Finalmente, se resta  $N(\langle b \rangle_{61s} - \text{int}(\langle b \rangle_{61s}))$  al eje de las abscisas de los histogramas de carga. Se puede ver cómo los histogramas de carga de los SSD quedan con el pico de ruido centrado en cero en la Fig. 3.10 para seis estaciones UUB. No se puede hacer una corroboración similar en los histogramas de carga de los WCD dado que no deberían presentar un pico en cero, porque la distribución de bajas señales se corresponde con las depositadas por electrones, gammas y el sesgo introducido por las condiciones de disparo.

En las versiones 256, 257 y 258 no se guardan los histogramas de línea de base ni de pico del fototubo del SSD, por razones de compatibilidad de formato con los datos de las estaciones UB. En tal caso puede ajustarse el pico de ruido de los histogramas de carga con una gaussiana. Se adoptó como criterio comenzar y terminar el ajuste en aquellos bins cuyo número de eventos sea igual o mayor al número de eventos en el MIP. Los histogramas de



**Figura 3.10:** Histogramas de carga originales (negro) y corregidos en offset (violeta) de los SSD de las estaciones UUB 20, 22, 56, 60, 1742 y 1744. Se señaló el valor de carga cero con una línea vertical amarilla. Se observa como los histogramas de carga originales presentan la distribución a bajas señales centrada sistemáticamente a derecha del cero. Los histogramas corregidos en offset presentan la distribución centrada alrededor del cero.

carga de los SSD se desplazan a la izquierda en el valor medio de la gaussiana, llevando el pico a cero.

De no llevar a cabo la corrección de estos corrimientos, se sobreestimaría el valor del VEM o del MIP en hasta 50 ADC<sub>q</sub> y 20 ADC<sub>q</sub> correspondientemente. Se estima que se subestimaría el valor de la carga en VEM o MIP entre un 5 % a 10 % para los SSD y entre un 2 % a 5 % para los WCD.

### Ajuste del VEM o MIP

Se trabajó con los histogramas de carga corregidos. Haciendo uso de algoritmos implementados para los WCD UB, se ajustó una cúbica alrededor de la distribución de las señales depositadas por muones en los WCD, obteniendo del máximo de la cúbica el valor de  $q_{\text{VEM}}$  (en ADC<sub>q</sub>). Se realizó un ajuste análogo en la distribución de las señales depositadas por muones y electrones en los SSD, para obtener el valor del  $q_{\text{MIP}}$ . Esto se realizó para cada fototubo de cada estación UUB. Un ejemplo del resultado de los ajustes se puede ver en la Fig. 2.8.

Con los valores de  $q_{\text{VEM}}$  y de la señal en ADC<sub>q</sub>, y haciendo uso de la expresión 3.2, se pudo calcular todas las señales medidas por los WCD UUB en unidades de VEM. Análogamente, con  $q_{\text{MIP}}$  y la señal de los SSD en ADC<sub>q</sub>, y a través de la ecuación 3.3, se determinaron las señales en unidades de MIP.

### 3.4. Conclusiones

Se estudiaron las señales de las estaciones UUB, recorriendo completamente la cadena de análisis.

Se encontró un ruido de baja frecuencia, de periodo mayor a  $4.15 \mu s$  y menor a 61 s, de mayor amplitud en los WCD que en los SSD. Este ruido introduce un error sistemático en el cálculo de la carga de los eventos de calibración, ensanchando los histogramas de carga.

Se implementó un algoritmo para la integración de la señal. Primero se eligieron con criterio los límites de integración. Luego se determinó una línea de base dentro de cada traza antes y después del pico de tensión. Se observó que la posterior al pico de tensión era sistemáticamente menor que la anterior, tanto más baja cuanto más grande fuese la señal. Por eso se estimó una línea de base dentro del rango de integración como la anterior al pico menos una caída proporcional a la carga acumulada.

Se halló que los histogramas de carga están erróneamente desplazados hacia señales positivas. Se debe a que en el cálculo de las cargas de los eventos de calibración se resta la parte entera del valor medio de la línea de base, en vez del valor con su precisión completa. Fue necesario corregirlo para determinar con exactitud el valor del VEM o del MIP. De no corregirlo, todas las cargas estarían subestimadas.

Una vez estimadas las señales en VEM o MIP, pueden compararse con las señales predichas en cada detector por modelos de cascadas. Se abre así la posibilidad de establecer una escala de energía basada en el modelo de la Universalidad, como se verá en el capítulo 5.

Además, el estudio de los datos de calibración de los detectores abre la posibilidad de estudiar el fondo de radiación recibido en la superficie terrestre. El capítulo 4 presenta un ejemplo de análisis posible.

# Capítulo 4

## Decrecimiento Forbush

*“The beauty of physics lies in the extent to which seemingly complex and unrelated phenomena can be explained and correlated through a high level of abstraction by a set of laws which are amazing in their simplicity.”*

— Melvin Schwartz

### 4.1. Introducción

Se conoce como decrecimiento Forbush a la caída en la tasa de conteo de rayos cósmicos (o de sus secundarios) producto de una eyección de masa coronal solar (o CME por sus siglas en inglés: Coronal Mass Ejection). La CME provoca un viento solar que a veces llega a las cercanías de la Tierra. En ese caso, los rayos cósmicos que normalmente penetrarían la atmósfera no lo hacen debido a la interacción con los fuertes campos magnéticos del viento solar. Se ven particularmente afectados los rayos cósmicos de menor energía. Típicamente el viento solar tarda uno o dos días en acercarse a la Tierra. La caída en la tasa de conteo ocurre en unas pocas horas, y se restablece a valores normales en el curso de cuatro o cinco días.

Cotidianamente, es el campo magnético terrestre el que impide que rayos cósmicos de bajas energías penetren la atmósfera. Se conoce como energía de *cutoff* a la energía mínima que debe tener un rayo cósmico para poder atravesar el campo magnético terrestre. Como éste es menos intenso en los polos y más intenso en el ecuador magnético, la energía de cutoff depende del lugar.

Normalmente el decrecimiento Forbush se observa en la caída de la tasa de conteo de neutrones, muones o electrones. Para el estudio de la física solar es de interés inferir la disminución en la tasa de primarios. El tipo de partícula secundaria que conviene utilizar para hacer la inferencia más fiel depende del rango energético de interés. Para primarios de energías cercanas a la del cutoff magnético (de 9.5 GeV en Malargüe[14]) los trazado-

res ideales son los neutrones. Éstos aparecen en abundancia en lluvias atmosféricas de baja energía. Además, interactúan poco con la atmósfera por ser neutros en carga. Para energías entre 20 GeV y 50 GeV, los muones se convierten en buenos trazadores de los primarios por su alto poder penetrante. Para energías mayores a 50 GeV, la absorción de los electrones en la atmósfera pasa a ser menos importante que su abundancia, haciéndolos el mejor observable. Cabe agregar que el compromiso entre absorción y abundancia depende de la altura a la que están los detectores ( $\approx 1400\text{m}$  sobre el nivel del mar en Auger). En resumen, distintos tipos de partículas secundarias sirven para explorar distintas ventanas energéticas.

Cuanta mayor cantidad de materia en la atmósfera deba atravesar una partícula secundaria, más probable es que resulte absorbida y por lo tanto menos probable es que llegue a la superficie. Esto se evidencia en una anticorrelación de las tasas de conteo con la presión. El efecto se puede corregir, pero no partícula a partícula, sino a nivel global.

Es posible observar un decrecimiento Forbush con diversos monitores de neutrones alrededor del mundo. También se puede observar la caída en la tasa de electrones y gammas<sup>1</sup> con los WCD, con un sistema conocido como *Auger Scaler*. En este capítulo se analiza a los detectores de centelleo de Auger como posibles contadores de la suma de muones y electrones. Los objetivos son, por un lado, analizar la validez de la calibración de los SSD a través de variaciones físicas en un observable, y por el otro, proponer a los SSD para el estudio de fenómenos de física solar como lo es el decrecimiento Forbush.

## 4.2. Análisis de un histograma de carga SSD

El objetivo es entonces analizar si se puede observar decrecimiento Forbush con los SSD de Auger, utilizándolos como contadores de muones y electrones de lluvias atmosféricas. Para ello, hay que tomar un observable razonable como tasa de conteo.

Toda tasa de conteo calculable está sesgada por las condiciones de disparo impuestas para que un evento sea “guardado”. Las condiciones de disparo menos restrictivas son las de un evento de calibración, y éstos también son los más frecuentes. Por estas razones se desea emplear los eventos de calibración en el cálculo de una tasa de conteo.

No se cuenta con las trazas individuales de los eventos de calibración porque si cada estación las enviara, la red se saturaría. En cambio, se cuenta con los histogramas de calibración, que tienen la información de 61 s de toma de datos, que equivalen a más de 100000 eventos de calibración. Específicamente, se utilizan los histogramas de carga; se podrían utilizar los histogramas de pico, pero no sería conveniente dado que la tensión de pico es más sensible al ruido en la línea de base que la carga.

Los histogramas de calibración se reciben con cada evento T3. La tasa de eventos T3

<sup>1</sup>En realidad esta tasa también cuenta algunos muones que llegan a las aristas de los WCD, ya que dejan una señal pequeña, como la de los electrones y gammas contados. El criterio para contar a una partícula es que el pico de señal esté entre 3 ADC<sub>p</sub> y 20 ADC<sub>p</sub>; el pico de un muon central vertical es de  $\approx 50\text{ADC}_p$ .



depende de la zona en la que esté la estación. Para las estaciones UUB 20 y 22, que están en el AERAlet (donde la distancia entre estaciones es de 433 m), se tiene un evento T3 que las incluya cada 4.9 min. Para las otras 8 estaciones UUB en funcionamiento (separadas 1500 m unas de otras), se recibe en promedio un evento T3 que las incluya cada 1 h.

De los más de 100000 eventos de calibración con los que se hacen los histogramas de calibración, menos del 40 % tienen señal en el SSD. Esto tiene origen en dos hechos. Primero, el SSD trabaja en modo esclavo: es el WCD el que impone las condiciones de disparo. Segundo, hay una diferencia en las dimensiones de los detectores: mientras que el WCD tiene un área de aproximadamente  $10 \text{ m}^2$ , los SSD tienen sólo  $3.84 \text{ m}^2$ . Es decir que hay partículas que atraviesan a los WCD (disparando un evento de calibración) que no atraviesan al SSD. Si todos los muones/electrones fuesen verticales, el SSD detectaría 38 % de los eventos de calibración, pero el porcentaje real resulta menor dado que también hay muones/electrones que provienen de otras direcciones<sup>2</sup>. Por lo tanto, en el SSD se tienen un poco menos de 38000 eventos de calibración con señal, que se reciben con cada evento T3, a una tasa de 1 cada  $\approx 5 \text{ min}$  para las estaciones 20 y 22, o  $\approx 1$  por hora para las demás estaciones UUB.

A partir del histograma de carga recibido con cada evento T3 se puede calcular una tasa de conteo. Antes de hacerlo es necesario comprender la conformación de un histograma de carga, comenzando por la llegada de una partícula al SSD, hasta el cálculo de su carga asociada.

Como se mencionó en la sección 2.2.2, los electrones tienen energías de entre 5 MeV y 10 MeV, mientras que los muones tienen energías del orden de 2 GeV [5]. Ambas tienen suficiente energía para ser partículas ionizantes mínimas (o por sus siglas en inglés, MIP: Minimum Ionizing Particles). Cuando interactúan con el material centellador, depositan  $\approx 2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ . El material centellador tiene 1 cm de espesor y una densidad similar a la del agua ( $\approx 1 \text{ g}/\text{cm}^3$ ). Por lo tanto, si las MIP fuesen verticales, depositarían alrededor de 2 MeV (y aún habiendo perdido un poco de energía en el encapsulado de aluminio, tendrían energía suficiente para ser luego detectados en el WCD). Como el poder de frenado del material centellador varía muy poco en varios órdenes de magnitud de energía del MIP, se espera una distribución muy angosta (centrada en 2 MeV) de la energía depositada por una MIP vertical.

Sin embargo, los muones/electrones oblicuos depositan más energía que los verticales por atravesar más material centellador. Por lo tanto, la distribución de energía depositada por las MIP que provienen de cualquier dirección está desplazada a cargas más altas que la distribución de energía de las MIP verticales.

A continuación, es necesario considerar las características técnicas del SSD. Este posee fibras ópticas cuyos dos extremos se dirigen hacia un único fotomultiplicador que está a un lado del detector. Cuando un muon deposita señal, los fotones en la fibra óptica pueden llegar por dos caminos al fototubo. Si la señal se atenuara linealmente con la distancia recorrida

<sup>2</sup>La distribución de muones como función del ángulo cenital  $\theta$  sigue un  $\cos^2\theta$ , y para electrones la dependencia es mayor aún.

sobre la fibra óptica, la señal medida sería la misma independiente de la posición sobre la fibra donde impactó la partícula. Como la atenuación de la señal es exponencial, la señal medida será mayor cuanto mayor sea la diferencia de los recorridos sobre la fibra óptica hasta el fototubo. La probabilidad de que un muon impacte en cualquier posición sobre el SSD es la misma. Luego, la distribución de las señales medidas resulta más ancha que la distribución de señales depositadas (de MIPs que provienen de cualquier dirección). Será tanto más ancha cuanto menor sea la longitud de atenuación de la fibra, y mayor la longitud de la fibra misma.

Estas dos distribuciones, la correspondiente a los electrones y a los muones, sumadas, dan por resultado el histograma de carga que se obtendría si se calculara perfectamente la carga depositada por muones y electrones. Este histograma de carga “teórico” todavía difiere del real.

El histograma de carga real resulta más ancho que el teórico por dos razones. La primera es que el ruido de alta frecuencia en la tensión introduce errores estadísticos en el cálculo de las cargas, que se traduce en pérdida de precisión en las cargas. La segunda, como se explicó en la sección 3.2.3, es que un ruido de baja frecuencia introduce errores sistemáticos, perdiendo exactitud en las cargas calculadas.

En resumen, la distribución asociada a muones y electrones en el histograma de carga real tiene un ancho asociado a:

- La distribución de partículas según el ángulo cenital.
- La atenuación de la señal según la longitud de fibra óptica recorrida desde la posición de impacto hasta el fototubo.
- La magnitud de los errores estadístico y sistemático en el cálculo de la carga, determinada por la amplitud del ruido de alta y baja frecuencia en la línea de base correspondientemente.

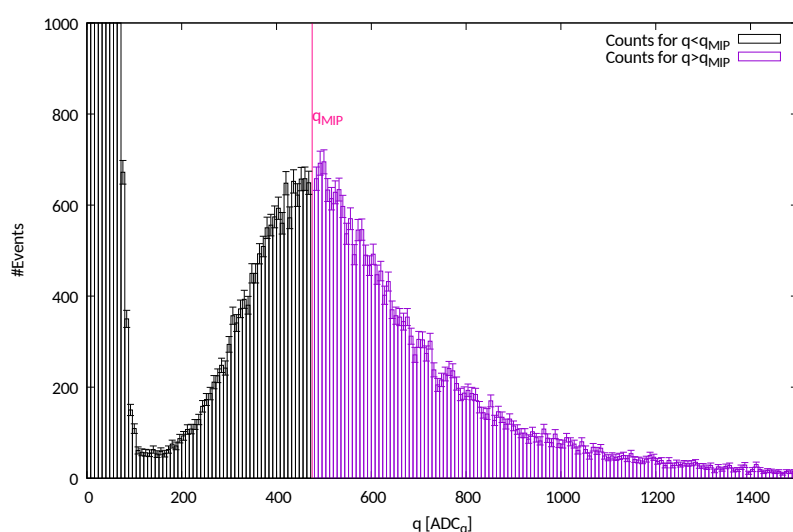
### 4.3. Cálculo de una tasa de conteo

Se puede observar un histograma de carga real<sup>3</sup> de un SSD en la Fig. 4.1. Allí se encuentra una distribución aproximadamente gaussiana alrededor del cero, correspondiente a la integración del ruido en la línea de base de los eventos de calibración que no tienen señal en el SSD. A la derecha se encuentra la distribución de las señales de muones y electrones.

Es interesante analizar cómo conviene usar la información de los histogramas de carga SSD para calcular la tasa de conteo.

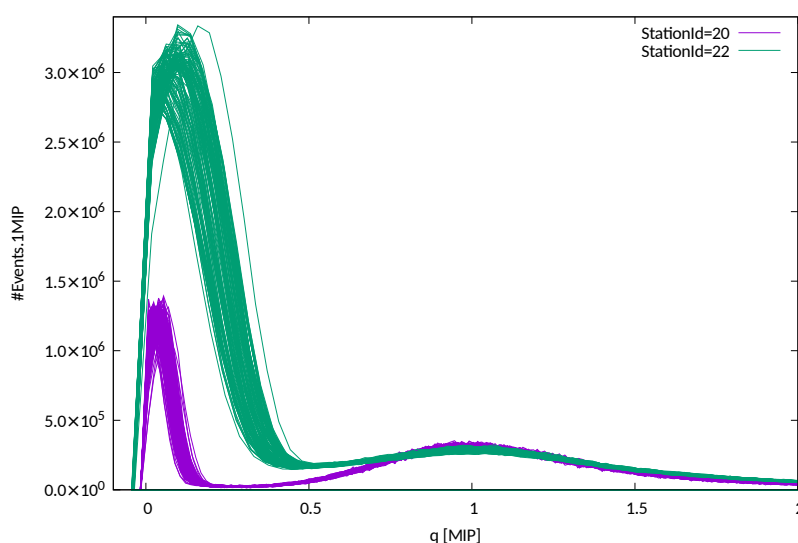
La idea sería deshacerse de la parte de eventos sin señal del histograma de carga (distribución centrada en  $q = 0$ ) para sumar las cuentas de muones y electrones (distribución alrededor

<sup>3</sup>Este histograma de carga está corregido en su offset según se explicó en la sección 3.3.3. Sin embargo, no sería necesario corregir el offset para este análisis.



**Figura 4.1:** Histograma de carga de un SSD. Señalado en rosa está el valor de la carga del MIP. En negro, las cuentas antes del MIP y en violeta las posteriores. La tasa de conteo se calcula a partir de la suma de las cuentas posteriores al MIP, dividiendo por los 61 segundos de tiempo de integración.

de  $q_{\text{MIP}}$ ), y luego dividir por los 61 s de tiempo de integración. Una primera aproximación sería definiendo un límite inferior de sumación donde la distribución tiene su mínimo. Este acercamiento no es una buena opción, como se evidencia en la Fig. 4.2. En ella se comparan dos histogramas de carga SSD con distintas amplitudes de ruido en la línea de base. Cuando la amplitud del ruido es mayor y/o la ganancia del detector es menor, la distribución de la integración del ruido en la línea de base se hace más ancha, superponiéndose parcialmente con la distribución alrededor de  $q = 1$  MIP, y desplazando el mínimo hacia señales mayores. Luego, el límite inferior de sumación resultaría sensible al ruido en la línea de base, y por ende la tasa de conteo también.



**Figura 4.2:** Histogramas de carga SSD normalizados al MIP. Los histogramas de la estación 22 (verde) presentan mayor ruido en la línea de base que los de la estación 20 (violeta). Se evidencia que no se puede definir razonablemente un límite inferior de sumación.

Una mejor opción es sumar las cuentas comenzando desde  $q_{\text{MIP}}$  y hasta señales mayores. Cabe notar que esta magnitud aún es sensible al ruido de baja frecuencia en la línea de base. Como se explicó en la sección 3.2.3, se puede entender a los histogramas de carga como la superposición de histogramas de carga de menor cantidad de eventos y más angostos, corridos a izquierda y derecha respecto de  $q_{\text{MIP}}$ . Por lo tanto, un corte en  $q_{\text{MIP}}$  en el histograma de carga se traduce en cortes a izquierda y derecha de los  $q_{\text{MIP}}$  de los histogramas de menos eventos que lo conforman. Sin embargo, como en un entorno del  $q_{\text{MIP}}$  la distribución es aproximadamente simétrica, el doble error cometido se compensa parcialmente. Luego, esta tasa de conteo resulta menos sensible a la degradación de la señal debida a ruido en la línea de base que la propuesta como primera aproximación. A pesar de no contar todos los muones y electrones, se cuenta una proporción aproximadamente constante de ellos y por eso la suma a partir de  $q_{\text{MIP}}$  sirve para calcular una tasa de conteo confiable.

En conclusión, la tasa  $r$  de muones y electrones se calcula como:

$$r[\text{s}^{-1}] = \frac{\sum_{q=q_{\text{MIP}}}^{\infty} N(q)}{61 \text{ s}}, \quad (4.1)$$

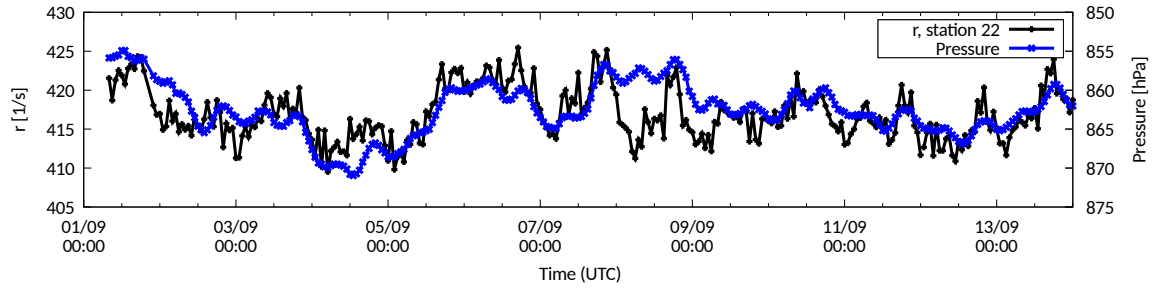
donde  $N(q)$  es el número de cuentas asociadas a la carga  $q$ . Es importante resaltar que la suma comienza realmente en  $q_{\text{MIP}}$ , teniendo en cuenta la fracción de eventos del bin correspondiente. Si no se tuviera en cuenta esta fracción de eventos, se cometería en un error en cada tasa de conteo de hasta  $10 \text{ s}^{-1}$ .

## 4.4. Corrección barométrica de la tasa de conteo

La presión atmosférica afecta a la tasa de conteo. Una presión más alta implica que la cascada debe atravesar más materia, por lo que más partículas resultarán absorbidas antes de llegar a los detectores de superficie. Este efecto es mayor cuanto menos energética sea la cascada[15]. La anticorrelación de la tasa de conteo con la presión se puede observar en la Fig. 4.3, donde se graficaron los valores promedio por hora de la tasa de conteo (eje de ordenadas izquierdo) y de la presión (eje de ordenadas derecho, con la escala invertida) como función del tiempo.

Utilizando los registros climáticos, se le asoció a cada tasa de conteo calculada la presión inmediatamente anterior. La diferencia entre los tiempos correspondientes fue como máximo de 5 min (el periodo de muestreo de la presión). La distancia entre las estaciones y el barómetro (del orden de las decenas de kilómetros) es pequeña comparada con las dimensiones de las escalas sinópticas de los procesos meteorológicos.

Para corregir el efecto atmosférico, se realizó un ajuste lineal de la tasa de conteo  $r$  como función de la presión  $P$ , como se observa en la Fig. 4.4. Se tomaron las mediciones de la



**Figura 4.3:** Gráfico del promedio por hora de la tasa de conteo (negro, eje de ordenadas izquierdo) y de la presión (azul, eje de ordenadas derecho, con la escala invertida) como función del tiempo. Se observa la anticorrelación esperada.

estación 22 de la primera semana de septiembre de 2017<sup>4</sup>. El ajuste lineal dio por resultado:

$$r = (416.22 \pm 0.13) s^{-1} - (0.61 \pm 0.03) s^{-1} hPa^{-1} (P - 864 hPa). \quad (4.2)$$

Para otras estaciones el valor de la ordenada al origen resultó muy diferente, variando desde  $370 s^{-1}$  hasta  $420 s^{-1}$ . Esto se debe a que el valor medio de la tasa de conteo corregida  $\langle r_{corr} \rangle$  depende de cada estación. Se esperaría que no fuese así. En la sección 4.5 se estudia este fenómeno.

Por el contrario, la pendiente de la correlación con la presión fue muy similar estación a estación, de  $\approx -0.6 s^{-1} hPa^{-1}$  en todos los casos. Esto permitió tener una corrección de presión universal, válida para todos los detectores.

A partir del ajuste lineal se puede calcular una tasa de conteo corregida  $r_{corr}$ , que sería la tasa que se mediría si la presión fuese de 864 hPa. Se calcula como:

$$r_{corr} = r + (0.61 \pm 0.03) s^{-1} hPa^{-1} (P - 864 hPa). \quad (4.3)$$

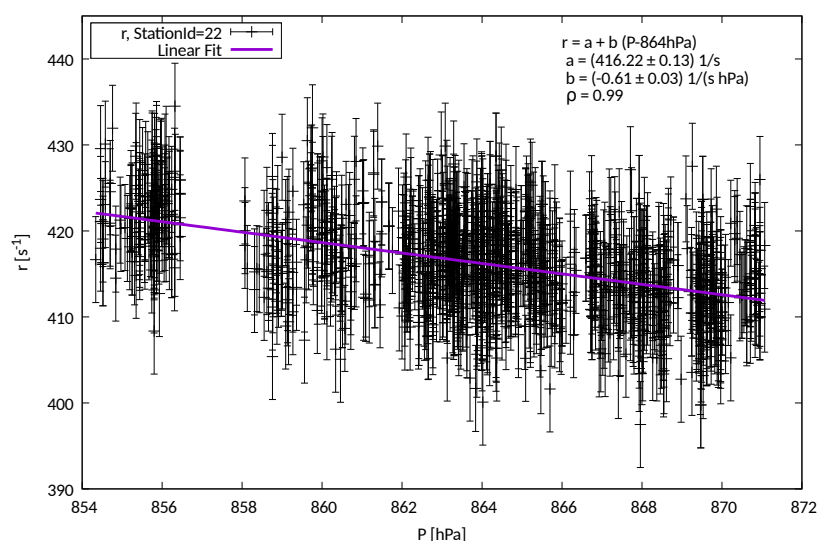
Cabe agregar que también se evaluó la correlación con la temperatura, pero su efecto fue mucho menor que el de la presión. Mientras que la corrección por presión fue de hasta un 2 %, la corrección por temperatura (a la tasa corregida por presión) fue de hasta un 0.5 %.

## 4.5. Dependencia de la tasa de conteo con los WCD

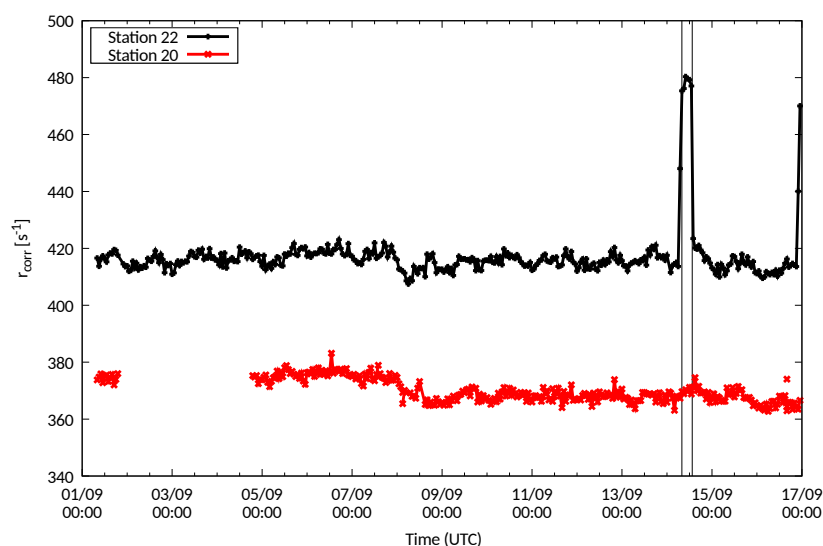
La presión no es lo único que hace variar la tasa de conteo. Como se mencionó, el valor medio de la tasa de conteo corregida  $\langle r_{corr} \rangle$  depende de cada estación. Se muestra el caso de las estaciones 20 y 22 en la Fig. 4.5. Allí también se encuentra un pico en la tasa de conteo de la estación 22 el día 14 de septiembre. Estos fenómenos no son esperados.

En principio se pensó que las diferencias en  $\langle r_{corr} \rangle$  estación a estación podrían deberse a diferencias en el área activa de los SSD debido a la rotura de fibras ópticas. Si se rompiera

<sup>4</sup>Los datos analizados para corregir el efecto de la presión en la tasa de conteo son del 1 al 7 de septiembre; el decrecimiento Forbush ocurrió recién el 8 de septiembre.



**Figura 4.4:** Gráfico de la tasa de conteo en función de la presión, realizado con una semana de mediciones de la estación 22. Superpuesto en violeta, un ajuste lineal cuyos resultados se utilizan para obtener una tasa de conteo corregida por presión.

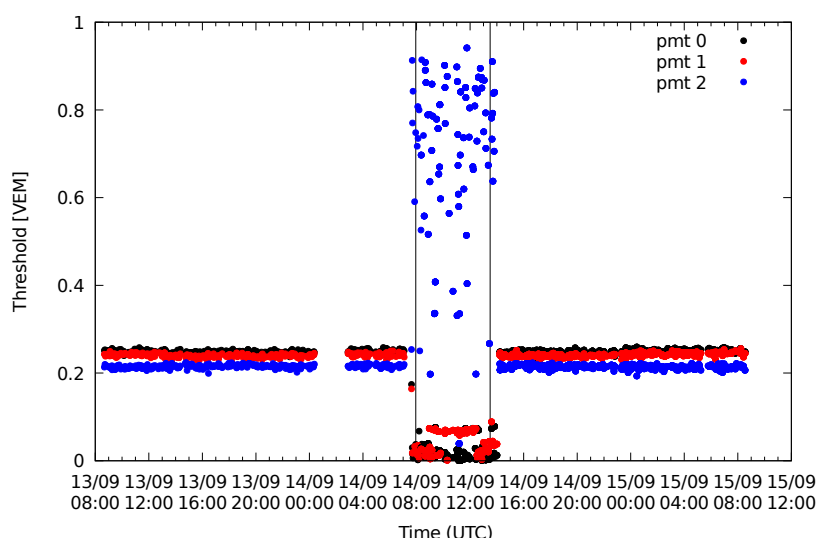


**Figura 4.5:** Evolución temporal de la tasa de conteo corregida de las estaciones 22 (negro) y 20 (rojo). En el periodo vacío no hay datos. Los valores medios de la tasa de conteo corregido difieren. En un periodo señalado con dos líneas verticales, se observa un salto en las cuentas de la estación 22. Estos fenómenos no son esperados.

una de las 48 fibras de un SSD, su área activa disminuiría en un  $\frac{100\%}{48} \approx 2\%$ . Se encuentra que la estación 22 presenta un  $\langle r_{\text{corr}} \rangle$  de  $415 \text{ s}^{-1}$ , mientras que el correspondiente valor para el resto de las estaciones es de  $\approx 370 \text{ s}^{-1}$ . Si esta diferencia se debiera a la rotura de fibras, significaría que todas las estaciones salvo la 22 tienen  $\approx 5$  fibras rotas, lo que resulta inverosímil. Más aún, no explicaría el pico en la tasa de conteo de la estación 22.

Se encontró que los dos fenómenos descriptos están relacionados con el hecho de que el SSD trabaja en modo esclavo del WCD. Para que un evento sea de calibración, debe sobrepasar las tensiones umbral de al menos uno de los fototubos del WCD. Entonces un cambio

en las tensiones umbral cambiará la proporción de aceptación de eventos de calibración. En la Fig. 4.6 se muestra cómo durante el pico en la tasa de conteo de la estación 22, las tensiones umbral de los fototubos 0 y 1 disminuyen, mientras que el fototubo 2 se comporta erráticamente.



**Figura 4.6:** Gráfico de la evolución temporal de las tensiones umbral de los fototubos del WCD de la estación 22. Entre líneas verticales se encierra el periodo en el que se observó un salto en la tasa de conteo (ver Fig. 4.5). Durante ese periodo, las tensiones umbral de dos de los fototubos disminuyen dramáticamente, mientras que el tercer fototubo se comporta erráticamente.

Se esperaría una mayor tasa de conteo corregida en los SSD cuanto menor sean las tensiones umbral. Sin embargo, como se observa en la Fig. 4.7, no hay una correlación simple entre la tasa y el promedio de las tensiones umbral; tampoco la hay con con el mínimo de las tres tensiones umbral, ni con el máximo. Parecería que un conjunto de estaciones siguen la anticorrelación, pero justamente las estaciones 20 y 22 (que ofrecen más estadística) escapan dicha tendencia.

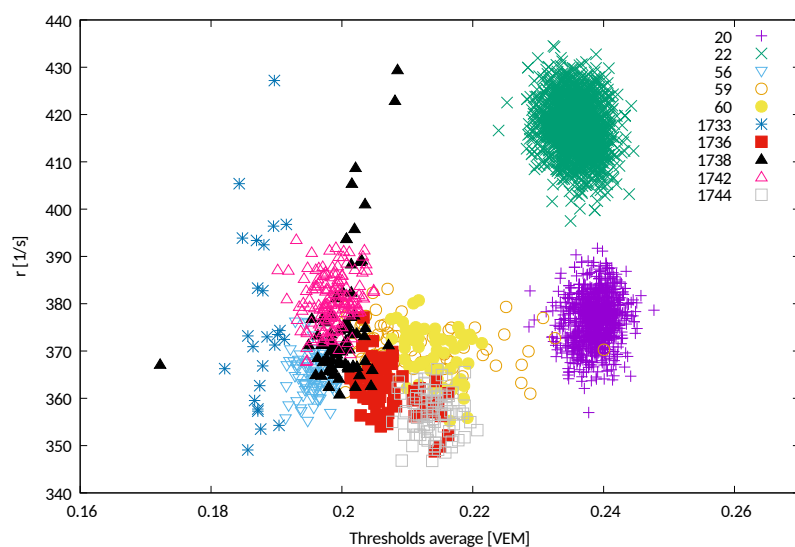
Como el valor de la tasa de conteo en un SSD depende de manera no trivial de las tensiones umbral de los fototubos del WCD, no se le puede atribuir sentido físico al valor absoluto de las tasas de conteo.

Se quiso seleccionar una sola estación para un primer análisis de física. Las candidatas evidentes eran las estaciones 20 y 22 por tener 12 veces más estadística que el resto de las estaciones prototipo. Se seleccionó la estación 22 por sobre la 20 por presentar mejores histogramas de calibración durante el intervalo temporal de interés.

## 4.6. Decrecimiento Forbush

El 6 de septiembre de 2017 ocurrió la fulguración solar más intensa de la década. Se puede ver una imagen del sol [16] en el momento de la fulguración en la Fig. 4.8. La explo-





**Figura 4.7:** Gráfico de la tasa de conteo en función del promedio de las tensiones umbral. En distintos tipos de punto y distintos colores se distinguen las estaciones UUB. Un subconjunto de ellas parece seguir una anticorrelación esperada (a menor tensión umbral, mayor la tasa de conteo). Sin embargo, las estaciones 20 y 22 escapan esa tendencia, y son las más relevantes por brindar más estadística.

sión también provocó una eyección de masa coronal, que es la causante de un decrecimiento Forbush observado el día 8 de septiembre por diversos monitores alrededor del planeta.

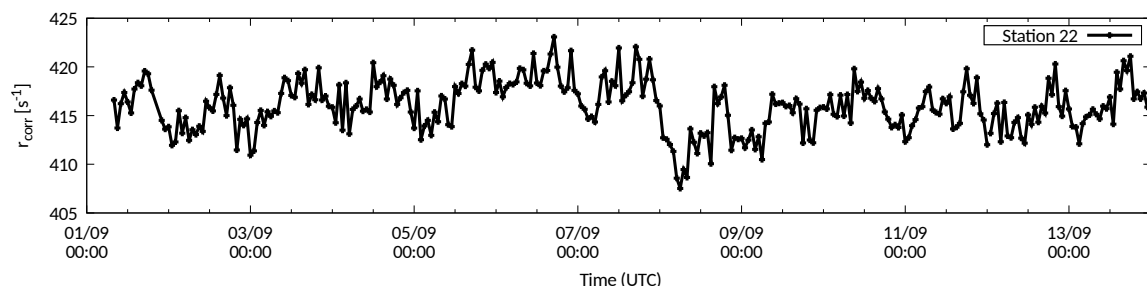


**Figura 4.8:** Imagen del sol del 6 de septiembre de 2017, extraída de [16]. Se observa una fulguración solar muy intensa. Produjo una eyección de masa coronal, causante del decrecimiento Forbush estudiado.

Se graficó la evolución temporal de la tasa de conteo corregida para los primeros 14 días de septiembre del 2017, como se muestra en la Fig. 4.9. Los datos corresponden sólo a la



estación 22, y se tomaron promedios de a una hora. Se observan fluctuaciones diarias de alrededor de un 1 %, y una caída significativa el 8 de septiembre, durante  $\approx 8$  h, de casi un 3 %.



**Figura 4.9:** Gráfico de la tasa de conteo corregida por presión de la estación 22 en función del tiempo UTC para los primeros 14 días del mes de septiembre del 2017. Alrededor del 8 de septiembre la tasa cae significativamente: éste es el decrecimiento Forbush.

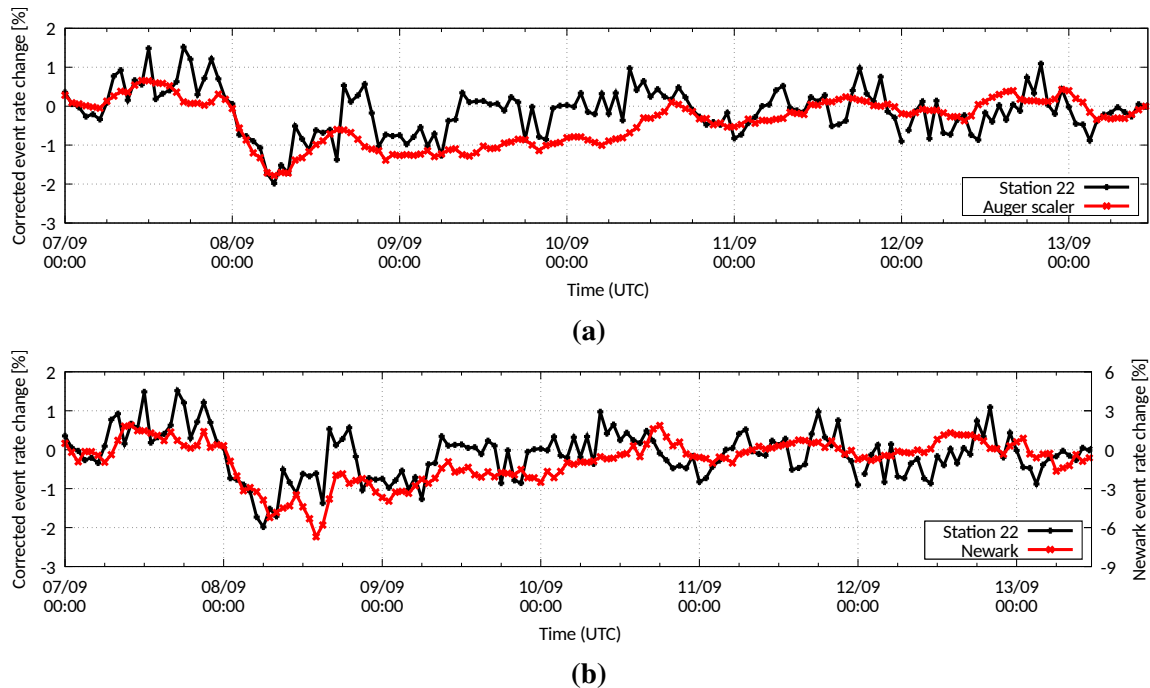
Se comparó la fluctuación porcentual en las tasas de conteo corregidas  $\frac{r_{\text{corr}} - \langle r_{\text{corr}} \rangle}{\langle r_{\text{corr}} \rangle}$ , durante el mismo periodo de tiempo, con la del Auger Scaler (Fig. 4.10a) y con un monitor de neutrones llamado Newark (Fig. 4.10b) que se encuentra en los Estados Unidos. Se observa que ambas tasas presentan buena correspondencia en tiempo y forma con la calculada utilizando los SSD de Auger. La buena correspondencia con el Auger Scaler se explica con que la toma de datos ocurre en el mismo lugar. Con Newark se esperaba una buena correspondencia temporal, ya que este monitor se encuentra a una longitud de  $75.75^\circ\text{O}$ , muy similar a la longitud de Auger, que es de  $69.25^\circ\text{O}$ . Sin embargo, la tasa de Newark presenta el triple de caída en las cuentas. Esto se podía prever por dos motivos. En primer lugar, como se mencionó en la sección 4.1, los detectores de neutrones tienen mayor sensibilidad a rayos cósmicos de baja energía. Éstos son los más afectados por el campo magnético del viento solar, no pudiendo penetrar la atmósfera. La segunda razón es que el campo magnético terrestre es más intenso en Auger que en Newark, y se refleja en que la energía de cutoff en Newark es de 2.6 GeV, mientras que en Auger es de 9.5 GeV [14]. En otras palabras, los rayos cósmicos de energías entre 2.6 GeV y 9.5 GeV no penetran el campo magnético terrestre cerca de Auger, pero sí cerca de Newark.

## 4.7. Conclusiones

Se calculó una tasa de conteo de muones y electrones a partir de los histogramas de calibración de los SSD. Fue necesario realizar una corrección barométrica para contemplar las fluctuaciones por presión de la tasa de conteo.

Se observó un decrecimiento Forbush en la tasa de conteo corregida el día 8 de septiembre de 2017. Fue suficiente la información de tan solo un detector para observarlo.

El valor absoluto de la tasa de conteo corregida no es todavía fiable, dado que depende



**Figura 4.10:** (a) Evolución temporal de la fluctuación porcentual de la tasa de conteo corregida de la estación 22 (negro) y de la del Auger Scaler (rojo, eje de ordenadas derecho). Hay una buena correspondencia en tiempo y forma. (b) Comparación con la fluctuación porcentual de la tasa de neutrones de Newark. También hay una buena correspondencia aunque la caída de la tasa de Newark tiene una mayor amplitud, como se esperaba.

no trivialmente de las tensiones umbral de los fototubos del WCD por trabajar el SSD en modo esclavo.

Resultaría de interés contar con la información de la tasa de conteo en las estaciones UUB de producción. Se propone implementar un Scaler en los SSD de la siguiente manera: por cada evento de calibración aceptado por el WCD, evaluar una condición de disparo en el SSD; si el evento de calibración tiene señal en el SSD, incrementar un contador. El valor de este contador puede ser enviado hasta una vez por segundo por cada estación sin saturar la red. De llevar esto a cabo, se tendría la tasa de conteo de muones y electrones medida con los SSD.

Cabe mencionar que en un trabajo realizado por Barber, K. [15] se muestra cómo obtener una tasa de conteo de muones a partir de los histogramas de carga de los WCD, de forma similar a como se llevó a cabo en este trabajo. A partir de ésta y de la tasa de muones y electrones se podría obtener la tasa de electrones como la resta.

Se demostró en este capítulo la posibilidad del uso de los SSD para el estudio de física solar. El análisis llevado a cabo fue también útil para corroborar la buena calibración de los SSD debido a que se encontraron variaciones físicas en la tasa de conteo calculada. La disparidad entre los detectores debería, no obstante, ser analizada con más detalle.

## Capítulo 5

# Determinación de una escala de energía basada en la Universalidad

*“I do not know what I may appear to the world, but to myself I seem to have been only like a boy playing on the sea-shore, and diverting myself in now and then finding a smoother pebble or a prettier shell than ordinary, whilst the great ocean of truth lay all undiscovered before me.”*

— Isaac Newton

### 5.1. Motivación y objetivo

Como ya se mencionó, una de las mayores fortalezas del Observatorio radica en la detección híbrida de eventos: midiendo el mismo evento con diferentes detectores se pueden determinar dos valores de un mismo parámetro, cada uno sesgado por las incertezas sistemáticas propias de cada método. Comparando los dos valores se puede encontrar uno solo con incerteza menor.

Uno de los parámetros más relevantes en el estudio de los rayos cósmicos es la energía del primario. En la sección [2.2.1](#) se explicó cómo se estima la energía de un evento a través de la medición con los telescopios de fluorescencia. Utilizando eventos híbridos se pueden calibrar los modelos de reconstrucción de eventos de superficie para que puedan estimar independientemente la energía del primario. Sea en un evento de fluorescencia, de superficie o híbrido, la escala de energía estimada estará sesgada por los errores sistemáticos del método de fluorescencia.

Otro parámetro importante que tiene gran impacto en la señal en los WCD es el número de muones  $N_\mu$ . Precisamente,  $N_\mu$  es el factor que relaciona el número de muones a una distancia lateral de 1000 m del evento, con el número de muones a esa distancia en una cascada

iniciada por un protón de la misma energía  $E$  y ángulo cenital  $\theta$  simulada con el modelo QGSJetII-03. Por ejemplo, un  $N_\mu = 2$  significa que el evento tiene dos veces más muones que la cascada de protón de referencia. Es de interés determinar correctamente también el  $N_\mu$ .

En el trabajo desarrollado en este capítulo, se utilizaron las mediciones de los SSD de las estaciones UUB prototipo a bajas energías, con las que se realizó un análisis basado en el modelo de la Universalidad para inferir la escala de energía y el número de muones.

Para ello se reconstruyeron los eventos de superficie utilizando sólo las estaciones UB. La reconstrucción arroja los parámetros geométricos de la cascada y la energía  $E$  (entre otros). Para determinar el valor promedio del número de muones  $N_\mu$  a la energía reconstruida se utiliza un modelo calibrado a  $10^{19}$  eV [17]. El valor medio de la profundidad atmosférica del máximo  $X_{\max}$  es calculada a partir de la energía, realizando un ajuste sobre el resultado del análisis de 12 años de datos de FD llevado a cabo por la Colaboración Auger. Utilizando estos parámetros y el modelo de la Universalidad, se predijo la señal en los WCD y SSD de las estaciones UUB y se las comparó con las señales medidas. Se aplicaron posibles factores correctivos en energía y número de muones y se buscó un estimador que fuese mínimo cuando los factores elegidos implicaran el mejor acuerdo entre señales predichas y medidas. La región en el espacio de parámetros (corrección en energía, corrección en número de muones) donde el estimador fuese mínimo indicaría la forma de modificar el número de muones del modelo de la Universalidad, así como el nivel de acuerdo con la escala de energía de fluorescencia.

## 5.2. Algoritmos y modelos

### 5.2.1. La selección oficial y la reconstrucción CDAS

El primer paso en el desarrollo del trabajo consiste en determinar el set de eventos a reconstruir. Haciendo uso de los niveles de disparo descriptos en la sección 2.5, es posible seleccionar eventos que, con un alto grado de confianza, fueron físicos. Dentro del conjunto de estaciones asociadas a cada evento, es menester identificar las que pueden ser utilizadas en la reconstrucción. En esto consiste la selección oficial de estaciones, un algoritmo desarrollado por la Colaboración Auger.

Las estaciones *calibradas* de un evento T4 se clasifican en [10]

- **Activas:** Las que pueden ser utilizadas en la reconstrucción.
- **Silenciosas:** Estaciones operativas que no dispararon y que están cerca de las estaciones activas del evento. También se utilizan en la reconstrucción.
- **Casuales:** Estaciones que dispararon en simultáneo con las activas, pero lejos de donde se detectó el evento físico. No se utilizan.

- **Ambiguas:** Estaciones que no se puede determinar antes de la reconstrucción si son activas o casuales, por su cercanía con las activas.
- **Solitarias:** Estaciones que dispararon y que no tienen ninguna estación T2 a menos de 1800 m o sólo una a menos de 5000 m.
- **Malas:** Estaciones muy lejanas, mal calibradas o en mal funcionamiento.

El algoritmo comienza eliminando las estaciones malas. Luego busca la *semilla*: el triángulo de estaciones cuya suma de tres señales es mayor. Utilizando sólo la semilla, se determinan la dirección de arribo  $\theta$  y la posición del core  $r_{\text{core}}$ . Suponiendo la propagación de un frente de onda plano, predice los tiempos de disparo de las estaciones. Comparando éstos con los tiempos de disparo medidos, se clasifican las estaciones en activas, ambiguas y casuales. El conjunto de estaciones activas UB son las oficialmente *seleccionadas*. Es importante saber que las estaciones UUB prototipo activas no forman parte del conjunto de las seleccionadas, sino de las estaciones *calibradas*. Si las estaciones seleccionadas superan el criterio T4, son utilizadas para la reconstrucción CDAS del evento.

La reconstrucción CDAS determina parámetros geométricos como la dirección de arribo del rayo cósmico y la posición del core  $(x, y)_{\text{core}}$ , así como la energía  $E$ . Los parámetros geométricos se obtienen del ajuste de una función de distribución lateral, que se describe en la sección 5.2.2.

Sin embargo, los eventos pueden estar mal reconstruidos. Por ejemplo, se podría tener tres estaciones en el borde del arreglo con poca señal debido a una cascada de baja energía, pero que la reconstrucción indique que proviene de una cascada de mayor energía cuyo core está fuera del arreglo. Para eliminar los eventos mal reconstruidos, se comparan la posición del core  $(x, y)_{\text{core}}$  y el ángulo cenital  $\theta$  reconstruidos con la semilla contra los reconstruidos utilizando todas las estaciones. Un evento se considera bien reconstruido si la diferencia entre los ángulos cenitales es menor a  $15^\circ$ , y si la distancia entre las posiciones del core es menor a: 400 m si el evento cuenta sólo con 3 estaciones seleccionadas, 600 m si tiene 4, y 800 m si tiene 5 o más.

Las cascadas verticales se reconstruyen de forma distinta de las horizontales, y el cambio en la reconstrucción está alrededor de los  $60^\circ$ . El algoritmo de la reconstrucción CDAS está optimizado para la reconstrucción de eventos con un ángulo cenital  $\theta < 60^\circ$ , y a bajas energías,  $\theta < 55^\circ$ .

### 5.2.2. Función de distribución lateral

Como se mencionó en la sección 5.2.1, la obtención de los parámetros geométricos de la reconstrucción proviene del ajuste de una *función de distribución lateral* (o LDF por sus siglas en inglés: Lateral Distribution Function). Esta describe el decaimiento en la señal esperada  $S_e(r)$  en los WCD como función de la distancia  $r$  de la estación al core medida

sobre el plano del detector. Más aún, un mismo primario que ingresa a la atmósfera con un ángulo cenital  $\theta$  mayor generará una cascada que se desarrollará más (se dice que es más “vieja”) antes de llegar a los detectores de superficie. Por ende, la función de distribución lateral también depende del ángulo cenital:  $LDF(r, \theta)$ .

A continuación se describen dos funciones de distribución lateral.

La primera, de origen empírico, se denomina *log-log parábola* y describe al logaritmo de la señal esperada como [18]:

$$\ln S_e(r) = \ln S_e(r_0) + \beta(\theta) \ln \left( \frac{r}{r_0} \right) + \gamma(\theta) \ln^2 \left( \frac{r}{r_0} \right), \quad (5.1)$$

donde  $S_e(r_0)$  es el valor de la señal esperada a una distancia  $r_0$  del eje de la lluvia y  $\beta$  y  $\gamma$  son los parámetros que determinan la pendiente de la curva, que dependen del ángulo cenital  $\theta$ . La señal  $S_e(r_0)$  se utiliza como factor de normalización, y representa la señal que menos fluctúa estadísticamente (poissonianamente) y que menos depende de la identidad del primario. Esto ocurre a una distancia óptima  $r_0$ , cuyo valor depende de la distancia  $d$  entre detectores, valiendo  $r_0 = 1000$  m para  $d = 1500$  m, y  $r_0 = 450$  m si los detectores están en el Infill ( $d = 750$  m) o en el AERAlet ( $d = 433$  m).

La segunda LDF, de origen teórico, es una variación de la función de *Nishimura-Kamata-Greisen* (o NKG) [18]:

$$S_e(r) = S_e(r_0) \times \left( \frac{r}{r_1} \right)^{\beta(\theta, S_e(r_0))} \times \left( \frac{r + r_2}{r_1 + r_2} \right)^{\beta(\theta, S_e(r_0)) + \gamma} \quad (5.2)$$

donde suele tomarse  $r_0 = 1000$  m,  $r_1 = 1000$  m y  $r_2 = 700$  m,  $\gamma = 0$  y  $\beta$  se obtiene del ajuste empírico de datos:

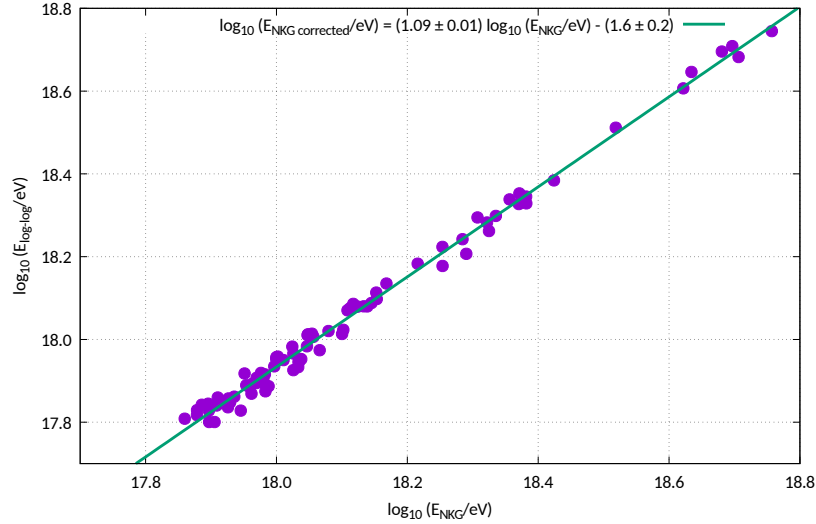
$$\beta = (a_0 + a_1 \ln S_e(r_0)) + (b_0 + b_1 \ln S_e(r_0)) \sec(\theta) + (c_0 + c_1 \ln S_e(r_0)) \sec^2(\theta) \quad (5.3)$$

La reconstrucción CDAS utiliza la log-log parábola como función de distribución lateral, por lo que los parámetros geométricos reconstruidos están sesgados por qué tan buen modelo sea la LDF elegida, o qué tan adecuados sean los parámetros que la definen.

Una forma de estimar el sesgo introducido en los parámetros geométricos por la LDF es reconstruyendo el evento con una LDF alternativa. De hecho esto es lo que se llevó a cabo utilizando la NKG, como luego se detalla en la sección 5.3.5. Sin embargo, para poder utilizar esta LDF fue imperativo calibrarla para la reconstrucción de eventos en el Infill o en el AERAlet, ya que el  $r_0$  no es el óptimo para la distancia entre estaciones. Por simplicidad, en vez de reajustar la función, se corrigió la escala de energía para que sea compatible con la de la log-log parábola. Como se encuentra en la Fig. 5.1, se graficó el logaritmo de la energía obtenida de la reconstrucción con la log-log parábola en función de la obtenida con la NKG para un mismo evento. Los eventos son los seleccionados según se explica en la sección

5.3.1. La corrección en la escala de energía de la reconstrucción con la NKG  $E_{NKG \text{ corrected}}$  se obtuvo del ajuste lineal:

$$\log_{10}(E_{NKG \text{ corrected}}/eV) = (1,09 \pm 0,01)\log_{10}(E_{NKG}/eV) - (1,6 \pm 0,2). \quad (5.4)$$



**Figura 5.1:** Gráfico del logaritmo de la energía de los eventos reconstruida utilizando la log-log parábola como LDF, en función de la energía reconstruida a partir de la NKG. Superpuesto, un ajuste lineal que se utiliza para determinar la corrección a la escala de energía de la reconstrucción con la NKG.

### 5.2.3. Modelo de la Universalidad

Sea cual fuere la LDF utilizada, el resultado de la reconstrucción son diversos parámetros que definen al primario y a la lluvia atmosférica. A continuación es necesario utilizar un modelo que sea capaz de predecir la señal en los WCD (tanto UB como UUB) y en los SSD conociendo los parámetros que definen el evento. Para esto se utilizó el modelo de la *Universalidad*, que se explica a continuación.

Una lluvia atmosférica se puede pensar como la realización de un primario, que si se realizara otra vez daría una cascada diferente por fluctuaciones estadísticas en las primeras interacciones. Este hecho es relevante para los modelos de simulación de cascadas que parten desde las primeras interacciones. Desde otro punto de vista, distintos primarios pueden dar por resultado la misma lluvia atmosférica al nivel de la superficie, dado que intervienen tantas partículas que después de algunas longitudes de interacción la cascada “termaliza”. Así, aún desconociendo la naturaleza de las primeras interacciones, todas las distribuciones relevantes (por ejemplo la densidad de partículas) son bien descritas por un conjunto de parámetros muy reducido. Ésta es la base del modelo de la Universalidad [19].

Por ejemplo, la cascada electromagnética puede ser parametrizada con tan solo la energía total  $E$  y la profundidad atmosférica del máximo  $X_{\max}$ , además de los parámetros geométri-

cos: altitud  $a$ , ángulo cenital  $\theta$ , distancia de la estación al core  $r_{\text{core},i}$  y el ángulo azimutal entre la proyección del eje de la cascada en el suelo y la estación  $\phi_i$ . Aún más, la componente muónica de la cascada se puede describir sólo con el número total de muones  $N_\mu$  en un punto de referencia (y los parámetros geométricos). El modelo de la Universalidad utiliza estos siete parámetros para predecir la señal en cualquier detector de superficie, sea WCD o SSD.

Si se designa por  $S_{\text{pred},i}$  a la señal predicha por el modelo de la Universalidad en la estación  $i$ -ésima, luego:

$$S_{\text{pred},i} = \text{Universalidad}(E, N_\mu(E, \theta), X_{\text{max}}(E), a, \theta, r_{\text{core},i}, \phi_i). \quad (5.5)$$

Todos los parámetros geométricos, así como la energía son el resultado de la reconstrucción CDAS. El número de muones depende de la energía y del ángulo cenital como:

$$N_\mu = 2,00 + a(\log_{10}E - 19,00) + b\left(\frac{1}{\cos(\theta)} - 2,00\right), \quad (5.6)$$

donde los valores aceptados por la Colaboración Auger de los parámetros numéricos son  $a = 0,23$  y  $b = 0,19$ . Este modelo está basado en simulaciones y en una calibración con eventos híbridos a  $10^{19}$  eV.

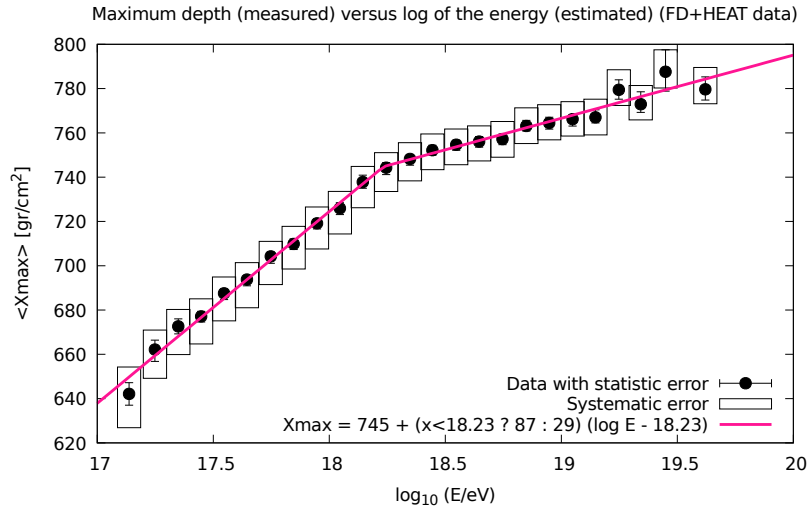
Finalmente, sólo resta determinar  $X_{\text{max}}(E)$ . Se puede pensar que cada primario tiene asociado una distribución de  $X_{\text{max}}$  según su identidad y energía. Luego, la distribución “efectiva” de  $X_{\text{max}}$  en un intervalo de energía será la suma de las distribuciones correspondientes a cada tipo de primario, pesado por la proporción en la que aparece en el intervalo de energía. En conclusión, el valor medio de la profundidad atmosférica del máximo depende de la energía de una forma no trivial (porque la composición de los eventos también es función de la energía). Esta dependencia se modeló de forma empírica realizando dos ajustes lineales con un punto de inflexión que también era parámetro de ajuste, y el resultado se observa en la Fig. 5.2. En ella se presentan los resultados del análisis, realizado por la Colaboración Auger, de 8 años de datos de FD y 2 años de datos de HEAT [9]. Los datos fueron divididos en 18 intervalos de energía, desde  $10^{17.0}$  eV hasta  $10^{19.6}$ , y los errores estadísticos y sistemáticos están señalados en la gráfica. La función ajustada fue:

$$\langle X_{\text{max}} \rangle = (745 \pm 4) \text{ gr/cm}^2 + m(\log_{10}(E/\text{eV}) - (18,23 \pm 0,06)), \quad (5.7)$$

donde:

$$m = \begin{cases} (87 \pm 4) \text{ gr/cm}^2 & \text{si } \log_{10}(E/\text{eV}) < (18,23 \pm 0,06) \\ (29 \pm 3) \text{ gr/cm}^2 & \text{si } (18,23 \pm 0,06) < \log_{10}(E/\text{eV}) \end{cases} \quad (5.8)$$





**Figura 5.2:** Gráfico del valor medio de la profundidad atmosférica del máximo en un bin de energía, en función del bin de energía. Las barras de error representan los errores estadísticos y los rectángulos los errores sistemáticos. Los datos son el resultado del análisis de 8 años de datos de FD y 2 años de datos de HEAT realizado por la Colaboración Auger [9]. Superpuesto en rosa, el ajuste de una función lineal a trozos con un punto de inflexión variable.

## 5.3. Análisis de datos

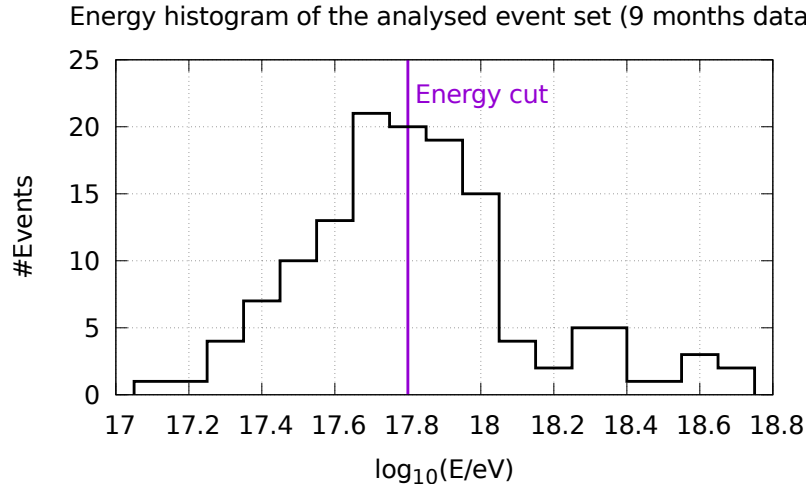
### 5.3.1. Selección de los datos

Se trabajó con los datos del 1 de enero de 2017, hasta el 3 de octubre de 2017, de las estaciones UB y UUB. Se seleccionaron sólo eventos T5 que tuvieran una estación UUB calibrada con señal, bien reconstruidos (según se explicó en la sección 5.2.1) y con un ángulo cenital  $\theta < 55^\circ$ .

La distribución en energía de tales eventos se puede observar en la Fig. 5.3. Es interesante comparar la Fig. 5.3 con la Fig. 1.2. La distribución natural de energía de eventos sigue una ley de potencia: hay más eventos cuanto menor es la energía. A la izquierda del corte en energía de la Fig. 5.3 se observa la tendencia opuesta, artificio de las condiciones de disparo. Por lo tanto, sólo se tomaron los eventos con energías mayores a las del corte señalado para tener eficiencia completa. Cabe remarcar que se hizo el análisis también sin el corte, obteniendo resultados compatibles.

### 5.3.2. Comparación de la señal medida con la predicha

Con las señales medidas en las estaciones UB (y no las UUB, dado que no son estaciones que pertenezcan a la selección oficial), se aplicó la reconstrucción CDAS utilizando como LDF una log-log parábola. Así se obtuvieron  $E$ ,  $N_\mu$ ,  $X_{\max}$ ,  $a$ ,  $\theta$ , y para cada estación  $r_{\text{core},i}$  y  $\phi_i$ . Estos parámetros son los requeridos por el modelo de la Universalidad para predecir, en base a simulaciones, la señal en las estaciones UB (que sólo tienen WCD), y en las UUB,



**Figura 5.3:** Histograma de la energía de los eventos seleccionados para el análisis de datos. Los eventos a la izquierda del corte en energía siguen una distribución artificial debido a las condiciones de disparo. Se tomaron los eventos con energías mayores a la de corte para tener eficiencia completa.

tanto para los WCD como para los SSD. En la Fig. 5.4 se graficó la señal medida en función de la predicha para los tres casos mencionados. La distancia de la estación al core está en escala de colores.

En los WCD (Fig. 5.4a y 5.4b), las condiciones de disparo imponen un mínimo a las señales medidas; esto no ocurre en los SSD porque trabajan en modo esclavo de los WCD. Los tres casos presentan una buena correlación entre señal medida y predicha, hasta la saturación de la señal medida.

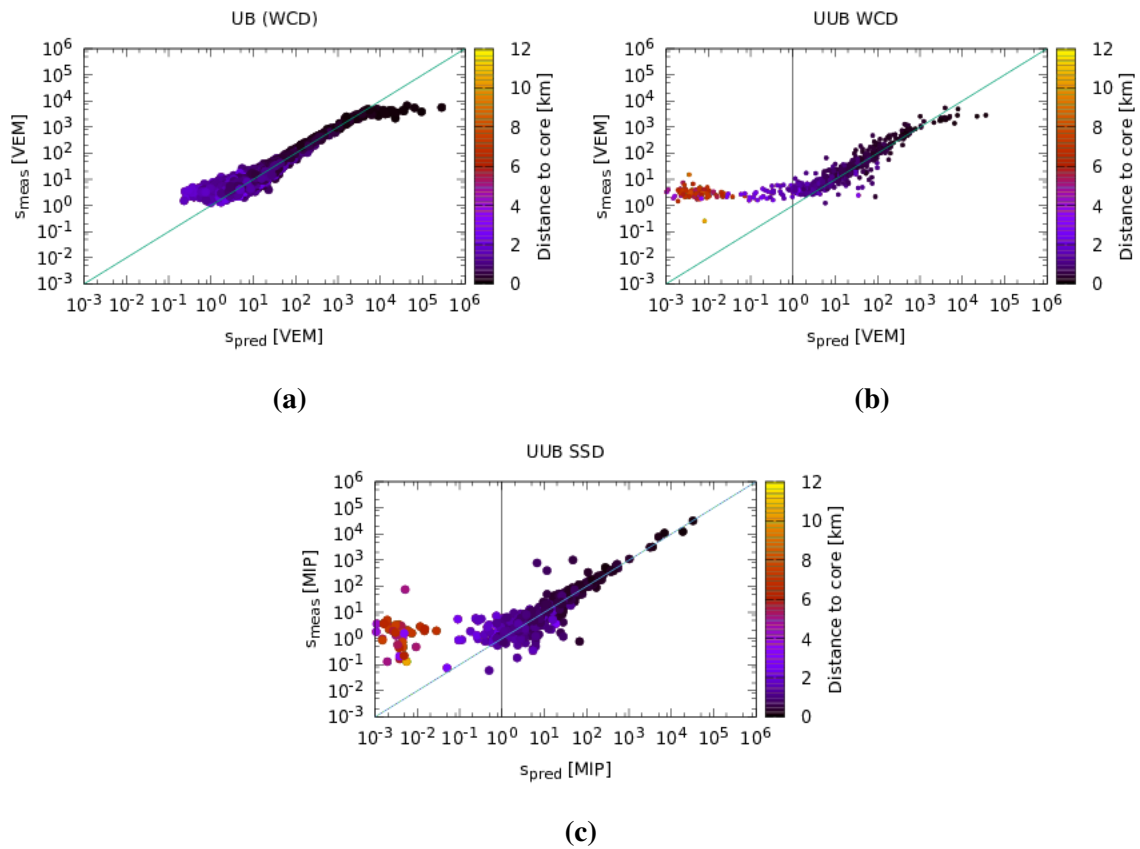
Las estaciones UUB, por no formar parte de la selección oficial para la reconstrucción, pueden ser estaciones casuales. Para eliminarlas se pidió una señal mínima de 1 VEM para las UUB WCD (Fig. 5.4b) y de 1 MIP para las UUB SSD (Fig. 5.4c). Se observa que estos cortes eliminan todas las estaciones que son, sin dudas, casuales: tienen señales medidas grandes, señales predichas casi nulas y están a distancias excesivamente grandes del core.

### 5.3.3. Efecto de un cambio en energía o de número de muones

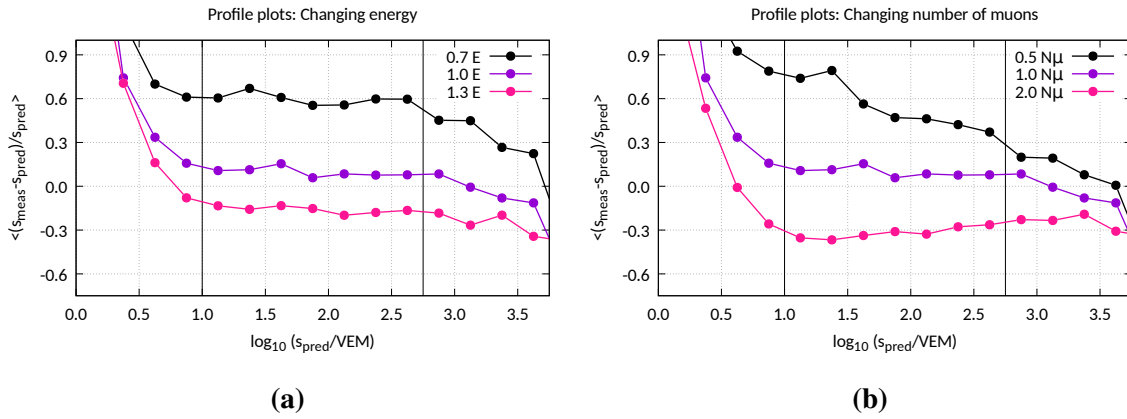
Con el objetivo de hallar los valores “correctos” de energía y número de muones para el modelo de la Universalidad, se analizaron los *perfiles* que se observan en la Fig. 5.5. Los perfiles son gráficos del error relativo promedio de la señal medida respecto de la predicha, en función de la señal predicha en escala logarítmica. El promedio es sobre un bin de señal predicha, de  $10^{0.25}$  VEM de ancho. Los perfiles presentados como ejemplo fueron realizados a partir de las señales en las estaciones WCD UB.

Si se altera la energía o el número de muones, cambia la señal predicha por el modelo de la Universalidad, y por lo tanto la forma del perfil.

Un cambio en energía afecta señales pequeñas y grandes en la misma medida, subiendo



**Figura 5.4:** Gráficos de las señales medidas en función de las predichas para las estaciones (a) WCD UB, (b) WCD UUB y (c) SSD (UUB). En escala de colores está la distancia de la estación al core. En (a) y (b) hay una cota inferior para las señales medidas, determinada por las condiciones de disparo; también se observa la saturación de las señales grandes medidas. En el rango intermedio, la correlación entre señales medidas y predichas es muy buena para los tres casos. En (b) y (c) se indica con una línea vertical la señal predicha mínima que se le requirió a las estaciones UUB con el objetivo de eliminar las casuales.



**Figura 5.5:** Gráficos del error de la señal medida relativo a la señal predicha en función del logaritmo de la señal predicha (o perfiles). El perfil con el número de muones y energía sin corregir es el violeta. En (a) se observa que una menor energía (negro) desplaza uniformemente hacia arriba al perfil, y una mayor energía (rosa) lo desplaza hacia abajo. En (b) se puede ver que un número menor de muones (negro) disminuye la pendiente y desplaza el perfil hacia arriba, y un mayor número de muones (rosa) tiene el efecto contrario.

o bajando uniformemente todo el perfil, como se ve en la Fig. 5.5a. Sin embargo, un cambio en el número de muones afecta más a las señales pequeñas. Como se evidencia en cualquier LDF, señales más pequeñas se corresponden con estaciones más lejos del core. En la región más lejana del core, la proporción de muones es mayor. Por lo tanto, un cambio en el número de muones afecta la pendiente del perfil, como se ve en la Fig. 5.5b.

La energía y el número de muones “correctos”, es decir, que implican el mejor acuerdo entre señales medidas y predichas, serían los que hagan que el perfil resulte cercano a cero y plano.

### 5.3.4. Elección de un estimador

Para medir cuán plano y cercano a cero es un perfil hay que utilizar un estimador. Se decidió emplear la distancia promedio al cero, donde el promedio es tomado sobre 7 bins:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\sum_{S_{\text{pred}}=10^{1,0}}^{10^{2,5}} \left\langle \frac{S_{\text{med}} - S_{\text{pred}}}{S_{\text{pred}}} \right\rangle^2}{7}} \quad (5.9)$$

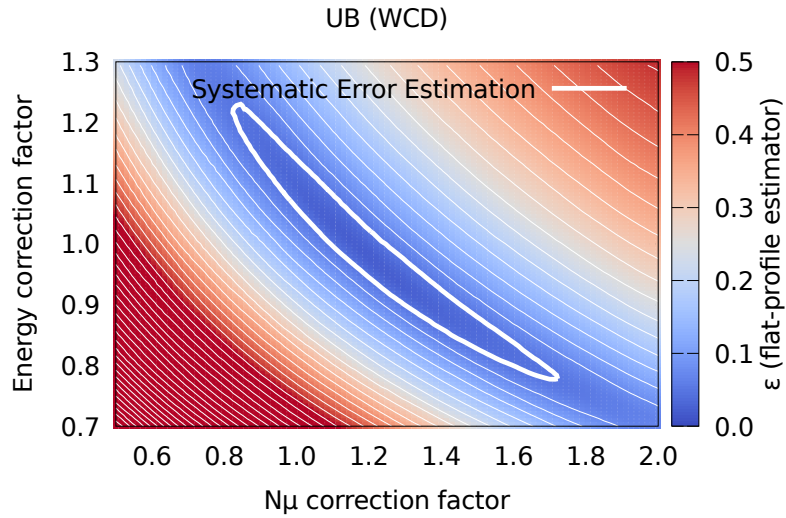
siendo  $S_{\text{med}}$  la señal medida en un cierto detector, y  $S_{\text{pred}}$  la señal predicha por la Universalidad para ese mismo detector.

Los 7 bins sobre los que se toma el promedio son, en un punto, arbitrarios. Sin embargo, debe haber un límite superior para evitar las señales medidas saturadas, y un límite inferior para evitar el sesgo introducido por las condiciones de disparo.

Cabe notar que el valor absoluto del estimador  $\varepsilon$  es menor cuanto mayor estadística haya, dado que los puntos del perfil  $\left\langle \frac{S_{\text{med}} - S_{\text{pred}}}{S_{\text{pred}}} \right\rangle$  serían el valor medio de una muestra mayor, y

por lo tanto tendrían un desvío asociado menor. Más aún,  $\varepsilon$  tendería a cero con estadística infinita y con la corrección apropiada en  $E$  y  $N_\mu$  que implique un acuerdo perfecto de las mediciones con las predicciones.

Luego se llevó a cabo lo siguiente. Se calculó la señal predicha en los WCD (UB y UUB) y en los SSD según el modelo de la Universalidad modificando el valor de energía y número de muones. La energía se hizo variar desde el 70 % hasta el 130 %, y el número de muones desde el 50 % hasta el 200 %, con 101 pasos cada uno. En los tres casos, (WCD UB, WCD UUB y SSD) se puede graficar el perfil correspondiente y calcular el valor del estimador. Entonces se puede obtener el estimador como función de la corrección en energía y en el número de muones, como en la Fig. 5.6 para el caso de los WCD UB.



**Figura 5.6:** Gráfico del valor del estimador (escala de colores) en función del factor de corrección en energía (ordenadas) y del factor de corrección en número de muones (abscisas). Los valores del estimador se extraen a partir de los datos de las estaciones WCD UB. Una línea blanca gruesa señala el error sistemático, que fue estimado según se explica en la sección 5.3.5.

De la Fig. 5.6 se observa que un aumento en la energía debe ser compensado por una disminución en el número de muones.

### 5.3.5. Estimación de incertezas

Para entender el grado de confianza que se puede tener en los resultados es necesario estimar las incertezas. Como se tiene relativamente gran cantidad de datos, los errores sistemáticos dominan por sobre los estadísticos. Es pertinente recordar de qué parámetros depende la señal predicha, según la ecuación 5.5. En primer lugar, la energía  $E$  y el número de muones  $N_\mu$  son los parámetros evaluados, y por lo tanto no son fuente de error. La profundidad máxima como función de la energía  $X_{max}(E)$  está determinada con gran estadística y abarca el rango energético apropiado. Por lo tanto, la mayor fuente de error (sistemático) son los parámetros geométricos de la reconstrucción. Como se explicó en la sección 5.2.2,

los valores de los parámetros geométricos están sesgados por la LDF utilizada.

Para estimar el error sistemático introducido por la log-log parábola, se reconstruyeron los eventos utilizando la NKG como LDF. Así se puede obtener un resultado análogo al de la Fig. 5.6. Se estimó el error sistemático  $\Delta$  como la distancia promedio entre los dos estimadores  $\epsilon_{\log-\log}$  y  $\epsilon_{NKG}$  (calculados con las LDF correspondientes), donde el promedio es sobre la grilla del espacio de parámetros:

$$\Delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\epsilon_{\log-\log,i} - \epsilon_{NKG,i})^2}{N}}, \quad (5.10)$$

donde  $N = 10201$  es la cantidad de puntos de la grilla.

Este valor se toma como error sistemático de todos los  $\epsilon$  de la Fig. 5.6, y estaría representado por una barra de error que entra y sale del plano. En particular,  $\Delta$  también es el error del punto donde el estimador es mínimo ( $\epsilon_{\min}$ ). Se trazó una curva de contorno con los puntos que cumplen que:  $\epsilon = \epsilon_{\min} + \Delta$ , y a la región encerrada por esta curva se la denominó *región*  $1\Delta$ .

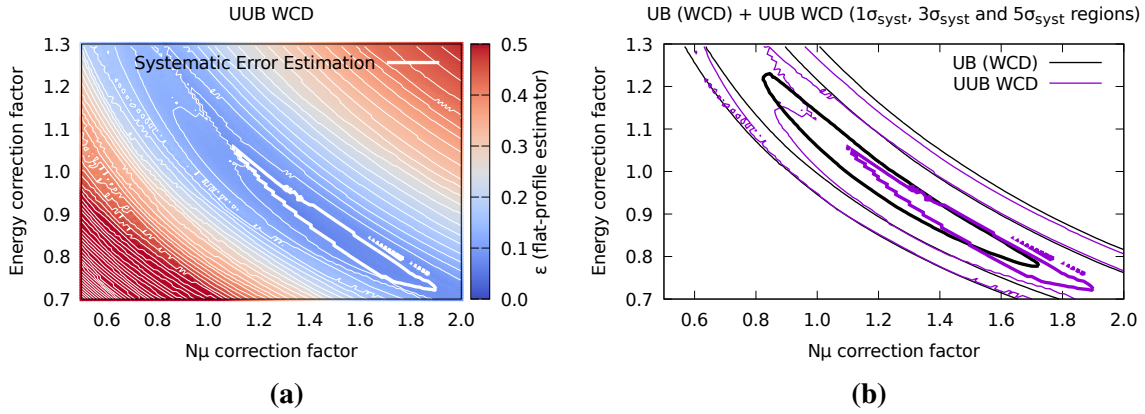
Es posible que con este método se sobre-estimen los errores sistemáticos dado que la NKG no está calibrada para la reconstrucción de eventos en el Infill.

### 5.3.6. Resultados

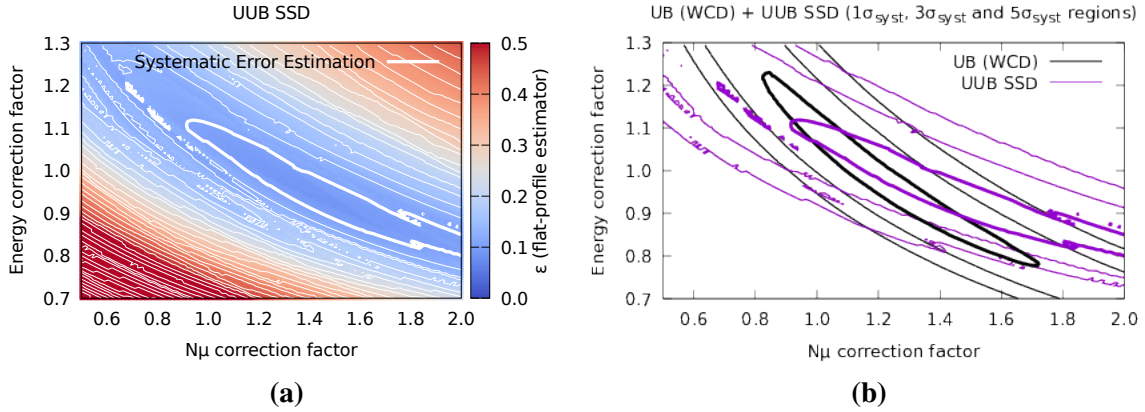
En la Fig. 5.7a se puede ver un gráfico del estimador  $\epsilon$  en función de las correcciones en  $E$  y en  $N_\mu$ , donde el estimador  $\epsilon$  se calculó a partir de los perfiles de las señales medidas y predichas en los WCD UUB. En la Fig. 5.7b, se comparan las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  de los WCD UB y de los WCD UUB. Se encuentra que la región de  $1\Delta$  de los WCD UUB parece demasiado pequeña; la forma del borde de la región indica que hay fluctuaciones estadísticas importantes. Esto podría deberse a que una de las 10 estaciones WCD UUB esté mal calibrada. Sin embargo, las regiones  $3\Delta$  y  $5\Delta$  se solapan bien.

Análogamente, la Fig. 5.8a es el gráfico de  $\epsilon$  en función de las correcciones en  $E$  y en  $N_\mu$  pero para las señales de los SSD UUB. La Fig. 5.8b es la comparación de las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  de los WCD UB y de los SSD UUB. Lo relevante es que se solapan sólo parcialmente, dado que las pendientes de las correlaciones entre las energías y números de muones apropiados son distintas. Se esperaba que los WCD fuesen más sensibles que los SSD al número de muones, dado que estas partículas representan un  $\approx 50\%$  de la señal (en VEM) en los WCD, mientras que en los SSD sólo representan un  $\approx 15\%$  de la señal (en MIP).

El objetivo es entonces utilizar la información de los SSD UUB para reducir la región  $1\Delta$  obtenida con los WCD UB. Se quiso encontrar una forma correcta de sumar o superponer los resultados de los WCD UB con los SSD UUB. Para ello se utilizó el estimador  $\epsilon_{\text{tot}}$ , que



**Figura 5.7:** (a) Gráfico del valor del estimador (escala de colores) en función del factor de corrección en energía (ordenadas) y del factor de corrección en número de muones (abscisas), realizado con los datos de las estaciones WCD UUB. Nuevamente, la línea blanca gruesa señala el error sistemático estimado. (b) Superposición de las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  de los WCD UB (negro) y de los WCD UUB (violeta).



**Figura 5.8:** (a) Gráfico del valor del estimador (escala de colores) en función del factor de corrección en energía (ordenadas) y del factor de corrección en número de muones (abscisas), realizado con mediciones de los SSD UUB. La línea blanca gruesa muestra el error sistemático estimado. (b) Superposición de las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  de los WCD UB (negro) y de los SSD UUB (violeta). Las pendientes de estas regiones de parámetros apropiados son diferentes, y eso se puede utilizar para obtener una única región de menor tamaño.

es mínimo cuando los dos perfiles son planos y cercanos a cero en simultáneo:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \sqrt{\frac{\sum_{S_{\text{pred}}=10^{1,0}}^{10^{2,5}} \left\langle \frac{S_{\text{med}} - S_{\text{pred}}}{S_{\text{pred}}} \right\rangle^2_{\text{WCD UB}} + \sum_{S_{\text{pred}}=10^{1,0}}^{10^{2,5}} \left\langle \frac{S_{\text{med}} - S_{\text{pred}}}{S_{\text{pred}}} \right\rangle^2_{\text{SSD UUB}}}{14}}, \quad (5.11)$$

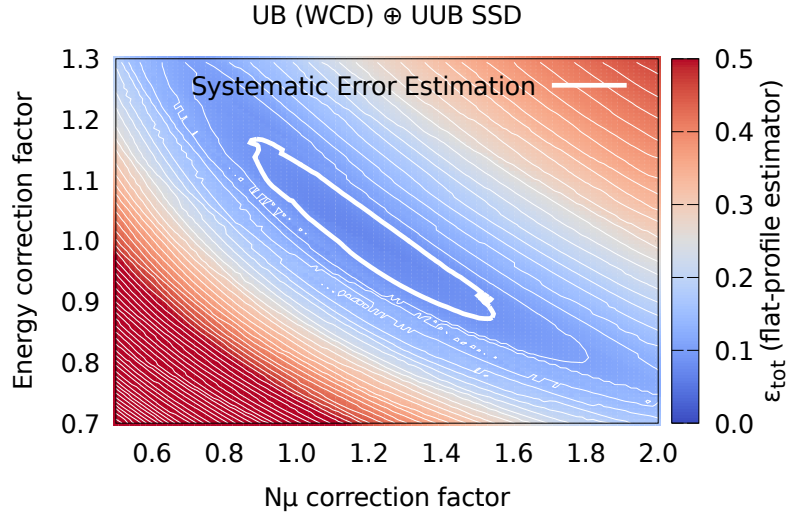
y que resulta equivalente a sumar en cuadratura punto a punto los estimadores  $\epsilon_{\text{WCD UB}}$  y  $\epsilon_{\text{SSD UUB}}$ , a menos de un factor  $\sqrt{2}$ :

$$\epsilon_{\text{tot}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{WCD UB}}^2 + \epsilon_{\text{SSD UUB}}^2}{2}} \quad (5.12)$$

La Fig. 5.9 muestra el valor del estimador  $\epsilon_{\text{tot}}$ , en escala de colores, como función de



la corrección a la energía y al número de muones. El error sistemático fue estimado de forma análoga a los casos anteriores. Se encontró que  $\varepsilon_{tot}$  toma su valor mínimo en el punto  $(1.17N_\mu, 1.01E)$ .



**Figura 5.9:** Gráfico del valor del estimador total (escala de colores) en función del factor de corrección en energía (ordenadas) y del factor de corrección en número de muones (abscisas). El estimador total es mínimo cuando es óptimo el acuerdo entre señales medidas y predichas de las estaciones WCD UB y SSD UUB en simultáneo. Dicho mínimo ocurre en el punto  $(1.17N_\mu, 1.01E)$ .

La interpretación que se le da al resultado es que la escala de energía determinada a través del modelo de la Universalidad es compatible con la escala de energía de fluorescencia. En cambio, habría que incrementar en un  $\approx 17\%$  la extrapolación del  $N_\mu$  a bajas energías del modelo.

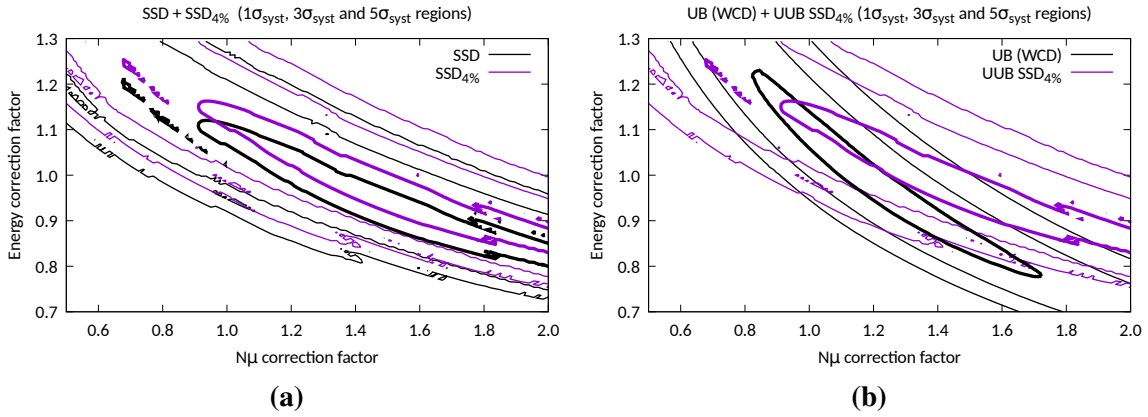
## 5.4. Otras fuentes de errores sistemáticos

La predicción de la señal en los SSD del modelo de la Universalidad fue desarrollada para unos detectores de centelleo de  $2\text{ m}^2$ , de un proyecto llamado ASCII (por sus siglas en inglés, Auger Scintillators for Composition II). Cabe agregar que mientras que los ASCII tienen un techo de chapa galvanizada de 0.6 mm de espesor, los SSD tienen un techo de aluminio de 1 mm de espesor. En este trabajo se extrapoló la predicción para los detectores de  $3.84\text{ m}^2$  de las estaciones prototipo.

La precisión del modelo de la Universalidad es de  $\approx 4\%$  [17]. Por lo tanto, es de interés saber cómo afectaría a los resultados un cambio de ese orden en la señal predicha en los SSD. Para ello se disminuyó en un 4 % todas las señales predichas por la Universalidad en los SSD. Se puede reobtener el gráfico del estimador en función de la corrección en  $E$  y  $N_\mu$  para este caso. En la Fig. 5.10a se superponen las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  obtenidas en los SSD con las señales predichas según la extrapolación trivial (como se mostró en la Fig. 5.8) y con un 4 % menos de señal predicha. Se puede ver cómo una disminución del 4 % en las



señales predichas implica un desplazamiento de la región  $1\Delta$  hacia un factor de corrección en energía 4 % mayor, como era de esperar. En la Fig. 5.10b se superponen las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  de los WCD UB con las regiones de los SSD con un 4 % menos de señal predicha. Comparando con la Fig. 5.8b, se puede ver que la región de solapamiento es más pequeña, y está a factores de corrección en energía más altos.



**Figura 5.10:** (a) Superposición de las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  de los SSD, para la señal predicha a partir de la extrapolación trivial del modelo de la Universalidad (negro), y con una disminución del 4 % en todas las señales predichas (violeta). (b) Superposición de las regiones  $1\Delta$ ,  $3\Delta$  y  $5\Delta$  de los WCD UB con las regiones de los SSD con un 4 % menos de señal predicha.

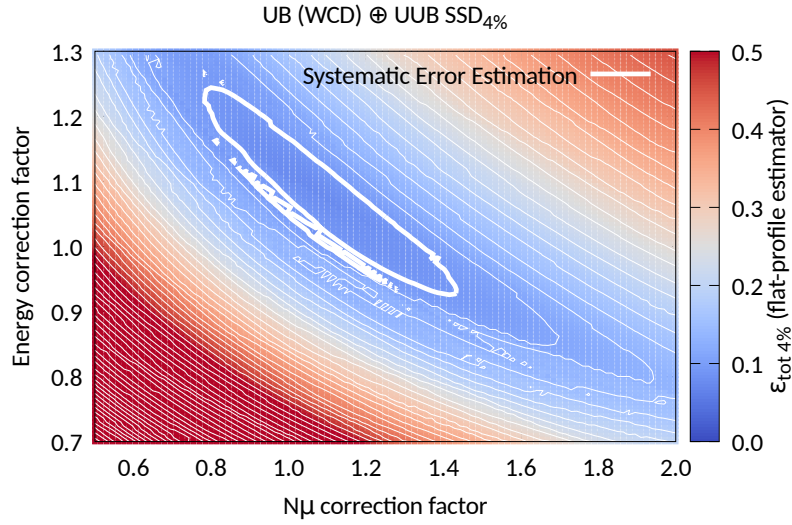
En la Fig. 5.11 se muestra el gráfico del estimador  $\epsilon_{tot\ 4\%}$ , calculado a partir de los  $\epsilon_{WCD\ UB}$  y  $\epsilon_{SSD\ UUB\ 4\%}$  en analogía con la ecuación 5.12, como función de los factores de corrección en  $E$  y  $N_\mu$ . El mínimo de  $\epsilon_{tot\ 4\%}$  se presenta en el punto  $(1.07N_\mu, 1.10E)$ . Es evidente, entonces, que un cambio del 4 % en las señales predichas en los SSD afecta enormemente (en un 9 %) la escala de energía de la Universalidad.

El error en la predicción de las señales a través del modelo de la Universalidad puede deberse a un error en la física del modelo o a una mala adecuación del modelo al detector. Esta última puede deberse a la falta de consideración de problemas de ruido o a una mala calibración. Sería conveniente llevar a cabo una simulación completa de la respuesta de los SSD actuales para obtener una correcta parametrización del modelo de la Universalidad.

De este análisis se concluye que la determinación de la escala de energía del Observatorio Pierre Auger basada en la Universalidad depende fuertemente de la precisión con la que este modelo predice la señal en los detectores.

## 5.5. Conclusiones

Se llevó a cabo un análisis de los datos a bajas energías de los WCD UB y de las estaciones prototipo UUB, particularmente haciendo uso de los detectores de centelleo (SSD). Se desarrolló un método basado en el modelo de la Universalidad con el objetivo de determinar la escala de energía y el número de muones.



**Figura 5.11:** Gráfico del valor del estimador total  $\epsilon_{\text{tot } 4\%}$  (escala de colores), calculado a partir de señales predichas en los SSD un 4 % más pequeñas, en función del factor de corrección en energía (ordenadas) y del factor de corrección en número de muones (abscisas). Presenta su valor mínimo en el punto  $(1.07N_\mu, 1.10E)$ .

Se encontró que la corrección óptima es un factor de normalización de 1,17 en el  $N_\mu$  y de 1,01 en la  $E$ . Así se concluyó que la escala de energía del modelo de la Universalidad es compatible con la escala de energía determinada por fluorescencia. Sin embargo, la extrapolación a bajas energías del número de muones de la Universalidad debe ser incrementada en  $\approx 17\%$ .

Los errores sistemáticos pudieron haber sido estimados de una forma más ortodoxa por vía de simulaciones, aunque éste abordaje fue más rápido y sencillo.

La escala de energía obtenida depende fuertemente de la precisión con la que el modelo de la Universalidad es capaz de predecir la señal en los detectores. Sería conveniente llevar a cabo la parametrización de la Universalidad a través de la simulación de la respuesta completa de los SSD.

También se podría implementar un algoritmo de reconstrucción de eventos que se base en el modelo de la Universalidad, evitando así el sesgo que introduce la LDF.

Los resultados finales podrían ser mejorados con electrónica de producción y con mayor estadística. Sin embargo, es notable que se pudo hacer un análisis de física aún utilizando las estaciones prototipo, mostrando que los datos crudos son confiables y validando la calibración y el análisis de la señal llevados a cabo.

## Capítulo 6

### Conclusiones

*“Llevo en mi mundo que florece todos los mundos que han fracasado.”*

— Rabindranath Tagore

Se realizó un análisis completo de las señales de las estaciones prototipo del Upgrade del Observatorio, conformadas por un detector Cherenkov (WCD) y uno de centelleo (SSD). Al incorporar una tecnología de detección distinta y una electrónica nueva (UUB), no se podía simplemente emular el análisis de las señales de los WCD estándar.

Primero se caracterizó el comportamiento de la tensión de salida de los fototubos en ausencia de señal. Se encontró un ruido de baja frecuencia que afecta la señal de los WCD y SSD de las estaciones prototipo. Analizando la correlación del ruido fototubo a fototubo, estación a estación, se determinó que se origina en la electrónica UUB de cada estación. El ruido introduce un error sistemático en el cálculo de la carga de los eventos de calibración, que se traduce en un ensanchamiento de los histogramas de carga. El ruido también afecta las trazas de los eventos T1 o T2, por lo que resulta más exacto (aunque 10 veces menos preciso) estimar una línea de base dentro de cada traza antes que utilizar la que se extrae del valor medio del histograma de línea de base. Cabe agregar que la Colaboración Auger está trabajando para que este ruido no esté presente en la electrónica de producción.

A continuación se implementó un algoritmo para la integración de la señal. Se determinaron los límites de integración, encerrando un rango suficientemente chico como para tener precisión en la determinación de la señal, y suficientemente grande para no subestimar la señal. Luego se determinó una línea de base variable dentro de cada traza. Se estimó el valor anterior y posterior al pico de tensión. La posterior resultó sistemáticamente inferior a la anterior, siendo la diferencia proporcional a la señal integrada. Por eso se estimó una línea de base dentro del rango de integración como la anterior menos una caída proporcional a la carga acumulada. El valor de la carga en  $ADC_q$  se obtiene como el área encerrada entre los límites de integración, la señal y la línea de base.

Las cargas en  $ADC_q$  dependen de la ganancia del fototubo; en cambio, expresadas en

VEM o MIP son comparables fototubo a fototubo y también con la predicciones de los modelos de cascadas, como el de la Universalidad. Para obtener las cargas en estas unidades es necesario ajustar el máximo de las distribuciones de los histogramas de carga de los WCD o SSD (correspondientemente). Se encontró que ambos histogramas de carga estaban erróneamente desplazados hacia señales positivas. El error está en el código del CDAS, en el cálculo de las cargas de los eventos de calibración. Allí, el valor medio de la línea de base es tomado como un entero en vez de con su precisión completa. Se llevó a cabo una corrección “offline” de este offset. Si no se hubiese corregido, se subestimarían todas las cargas en VEM entre un 2 % y 5 %, y las cargas en MIP entre un 5 % y 10 %.

Mientras se llevaba a cabo la calibración de las estaciones, el 6 de septiembre de 2017 ocurrió la fulguración solar más importante de la última década. La fulguración provocó una eyección de masa coronal solar, causante de un decrecimiento Forbush el día 8 de septiembre de 2017. Fue de interés saber si se podía observar el decrecimiento Forbush utilizando los SSD. Para ello se calculó una tasa de conteo de la suma de muones y electrones a partir de los histogramas de carga de los SSD. Éstos son enviados por cada estación en cada evento T3. Entendiendo los efectos que tiene el ruido en la línea de base en un histograma de carga, se definió a la tasa de conteo como la suma de las cuentas a partir del MIP divididas por el tiempo de integración (61 s). Como el número de muones y electrones capaces de llegar a la superficie fluctúa con la presión atmosférica, se llevó a cabo una corrección barométrica de la tasa de conteo. Aún así, el valor absoluto de la tasa de conteo corregida depende de las tensiones umbral de los fototubos del WCD, debido a que el SSD trabaja en modo esclavo del WCD. De todas maneras, fue suficiente la información de tan solo un detector para determinar una caída significativa en el valor relativo de la tasa de conteo corregida el día 8 de septiembre. Esta caída ocurrió en coincidencia con el decrecimiento Forbush observado con el Auger Scaler y con un monitor de neutrones en los Estados Unidos. Se propuso implementar un Scaler con los SSD de producción. Así se propone a los SSD para el estudio de fenómenos de física solar, como lo es el decrecimiento Forbush. Los resultados obtenidos validaron la calibración de los SSD debido a que se observaron variaciones físicas en la tasa de conteo calculada.

El objetivo principal del trabajo fue determinar una escala de energía del Observatorio utilizando los SSD. La escala de energía actual está sesgada por las incertezas sistemáticas del método con el que es estimada, que hace uso de los telescopios de fluorescencia. Utilizando las mediciones a bajas energías de los WCD UB y de los SSD UUB, y con un método basado en el modelo de la Universalidad, se determinó una escala de energía del Observatorio y una corrección al número de muones de la Universalidad.

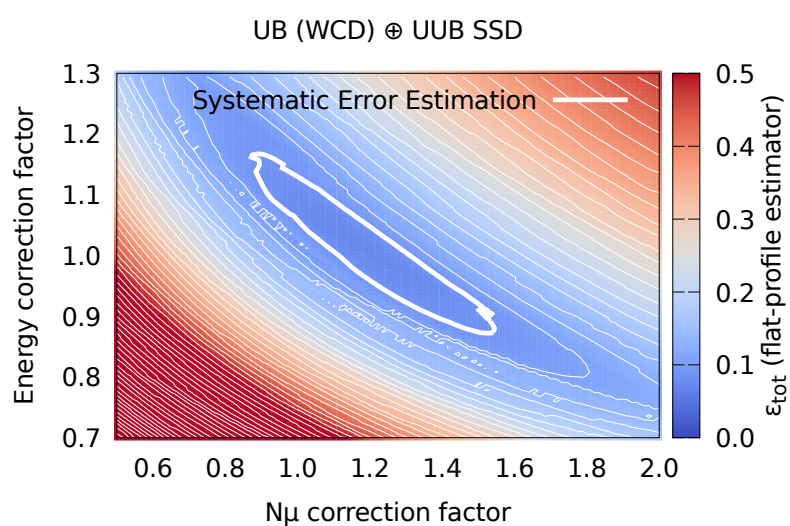
Para comenzar se seleccionaron los eventos T5 que incluyeran alguna estación UUB entre las calibradas con señal y que estuvieran bien reconstruidos. Para tener eficiencia completa, se conservó sólo aquellos cuya energía fuese mayor a  $10^{17.8}$  eV. Utilizando las señales de los WCD UB, se aplicó la reconstrucción CDAS que utiliza una log-log parábola como LDF.

Para estimar el error sistemático introducido por la LDF, se repitió el análisis utilizando una NKG, que debió ser calibrada para la reconstrucción de eventos de baja energía. Con los parámetros del evento reconstruido, se predijo la señal en todos los detectores a través del modelo de la Universalidad. Se aplicaron posibles factores correctivos en energía y número de muones. Entendiendo el efecto de un cambio en energía y de un cambio en el número de muones en la señal predicha, se construyó un estimador  $\varepsilon$  que fuese mínimo cuando los factores elegidos implicaran el mejor acuerdo entre señales predichas y medidas. Así se encontraron las regiones del espacio de parámetros (corrección en energía, corrección en número de muones) donde el estimador era mínimo para las señales de los WCD UB, de los WCD UUB y de los SSD (UUB). El “tamaño” de estas regiones está dado por la incerteza sistemática  $\Delta$  del estimador. Las tres regiones evidenciaban que un aumento en la energía debía ser compensado por una disminución en el número de muones.

La región 1 $\Delta$  de los WCD UUB resultó pequeña y de forma irregular, indicando fluctuaciones estadísticas importantes que podrían deberse a que una de las 10 estaciones WCD UUB esté mal calibrada; sin embargo, las regiones 3 $\Delta$  y 5 $\Delta$  se solaparon bien con las correspondientes del WCD UB (que cuenta con mucha más estadística). La región 1 $\Delta$  de los SSD UUB presentó una correlación entre las energías y números de muones apropiados distinta (con distinta “pendiente”) de la que presentaban los WCD UB, justamente porque el detector es distinto.

Utilizando la información de los SSD UUB se pudo reducir la región 1 $\Delta$  obtenida con los WCD UB. Se construyó un segundo estimador  $\varepsilon_{\text{tot}}$  que fuese mínimo cuando el acuerdo entre señales medidas y predichas de los WCD UB y de los SSD fuese óptimo simultáneamente. En la Fig. 6.1 se muestra nuevamente el gráfico de  $\varepsilon_{\text{tot}}$  en función de las correcciones en energía y número de muones. Se encontró que  $\varepsilon_{\text{tot}}$  toma su valor mínimo en el punto  $(1.17N_\mu, 1.01E)$ . Así se concluyó que la extrapolación a bajas energías del número de muones de la Universalidad debería ser incrementada en  $\approx 17\%$ . Se encontró que la escala de energía del modelo de la Universalidad es compatible con la determinada con los telescopios de fluorescencia.

Sería conveniente simular la respuesta completa de los SSD para ajustar la parametrización del modelo de la Universalidad, dado que la escala de energía depende fuertemente de la precisión de las señales predichas. El resultado numérico podrá ser mejorado utilizando más estadística, estimando los errores sistemáticos por vía de simulaciones, y con datos que provengan de la electrónica de producción (en la que se espera que no haya tanto ruido en la línea de base). Sin embargo, se mostró que las mediciones de las estaciones prototipo son suficientemente confiables como para llevar a cabo un análisis de física. Los resultados de este trabajo demuestran la utilidad de los detectores de centelleo en la determinación de la escala de energía del Observatorio Pierre Auger.



**Figura 6.1:** Gráfico del valor del estimador total (escala de colores) en función del factor de corrección en energía (ordenadas) y del factor de corrección en número de muones (abscisas). El estimador total es mínimo cuando es óptimo el acuerdo entre señales medidas y predichas de las estaciones WCD UB y SSD UUB en simultáneo. Dicho mínimo ocurre en el punto  $(1.17 N_\mu, 1.01 E)$ .

# Bibliografía

- [1] Steinmaurer, R. Recuerdos de V. F. Hess, descubrimiento de los rayos cósmicos, y los primeros años de funcionamiento del laboratorio Hafelekar, pág. 17–31. Springer, 1985. URL <http://physik.uibk.ac.at/hephy/Hess/Steinmaurer.html>. 1
- [2] Jánossy, L., Lovell, A. C. B. Nature of extensive cosmic ray showers. *Nature*, **142**, 716, 1938. URL <http://dx.doi.org/10.1038/142716a0>. 1
- [3] NYTimes. On its centenary, celebrating a ride that advanced physics, August 2012. URL <http://www.nytimes.com/2012/08/07/science/space/when-victor-hess-discovered-cosmic-rays-in-a-hydrogen-balloon.html>. 2
- [4] Letessier-Selvon, A., Stanev, T. Ultrahigh energy cosmic rays. *Reviews of modern physics*, **83** (3), 907, 2011. 3
- [5] Grieder, P. Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects A Tutorial, Reference Manual and Data Book, tomo 1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. URL <http://gen.lib.rus.ec/book/index.php?md5=F72AE0B86EA0C84B9B5574635D2D49D5>. 2, 5, 11, 37
- [6] Krause, M., Bretz, H.-P., Classen, L., Holler, M., Hütten, M., Raab, S., *et al.* High energy astroparticle physics for high school students. *PoS, ICRC2015*, 304, 2016. [34,304(2015)]. 5
- [7] Veberic, D. Auger array, October 2015. URL [http://www-f9.ijs.si/~darko/auger/auger-array/auger\\_array-jpg/](http://www-f9.ijs.si/~darko/auger/auger-array/auger_array-jpg/). 8
- [8] Abraham, J., *et al.* The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A620**, 227–251, 2010. 10
- [9] De Souza, V. Measurements of the depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory and their composition implications, 2017. 10, 52, 53
- [10] Asorey, H. Los detectores Cherenkov del Observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación. Tesis Doctoral, Universidad Nacional de Cuyo, Instituto Balseiro, Bariloche, 2005. 11, 14, 15, 16, 48

- [11] Olive, K. A., *et al.* Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, **C38**, 090001, 2014. 11
- [12] Aab, A., *et al.* Augerprime progress report november 2017. Inf. téc., The Pierre Auger Collaboration, November 2017. 12, 14
- [13] Hamamatsu photonics: Photomultiplier tubes, basics and applications, 2007. URL [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT\\_handbook\\_v3aE.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf). 13, 29
- [14] Vargas, B., Galicia, J. F. V. Calculation of the magnetic rigidity cutoff and the asymptotic cone of acceptance for the site of the Pierre Auger Observatory in Malargüe, Argentina. **10**, 249, 2011. 35, 45
- [15] Barber, K. B. Low Energy Cosmic Ray Anisotropies Observed using the Pierre Auger Observatory. Tesis Doctoral, School of Chemistry and Physics, University of Adelaide, 2014. 40, 46
- [16] Philips, T. Spaceweather.com time machine: Major x-class solar flare, September 2017. URL <http://spaceweather.com/archive.php?view=1&day=06&month=09&year=2017>. 43, 44
- [17] Ave, M., Engel, R., Gonzalez, J., Maris, I. C., Maurel, D., Roth, M. Number of muons from auger data, 2011. GAP2011-090. 48, 60
- [18] Grieder, P. Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects A Tutorial, Reference Manual and Data Book, tomo 2. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. URL <http://gen.lib.rus.ec/book/index.php?md5=F72AE0B86EA0C84B9B5574635D2D49D5>. 50
- [19] Bertou, X. Thoughts for a new year: the universality. a new paradigm in auger?, January 2013. GAP2013-002. 51



# Agradecimientos

A Macelo Solimano, por abrirme desinteresadamente las puertas del profesorado y permitirme disfrutar de sus clases, maravillándome ante la física, incentivando la pasión que me ha llevado hasta aquí.

A Roberto Holub y al colegio Philips, por la formación sólida que me dieron y por apoyarme en mis intereses.

Al Comité de las Olimpiadas Argentinas de Física, por hacer de la física una aventura.

A Agustín Dall'Alba, por su apoyo y enorme solidaridad.

A Xavier Bertou, por compartirme su tiempo y sus conocimientos, y por respetar y apreciar mi trabajo.

A mi hermano, Augusto Gesualdi, por mostrarme con su ejemplo aquello de lo que soy capaz.

A mis papás, Silvia Ongini y Ernesto Gesualdi, por ser mi soporte en los momentos difíciles y por celebrar conmigo las alegrías. Por ser mis guías. Por la base sólida de cariño y apoyo incondicional que siempre me dieron y me siguen dando, gracias al cual puedo desplegar mi potencial. ¡Gracias!

